



This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

### **Usage guidelines**

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

- + *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
- + *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
- + *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
- + *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

### **About Google Book Search**

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at <http://books.google.com/>



## Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

## Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

- + *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.
- + *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.
- + *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.
- + *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

## Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter <http://books.google.com> durchsuchen.

1.20

# Die

H

Nr. 1

• 2

• 3

• 4

• 5

• 6

• 7

• 8

• 9

• 10.

• 11.

• 12.

• 13.

• 14.

• 15.

• 16.

• 17.

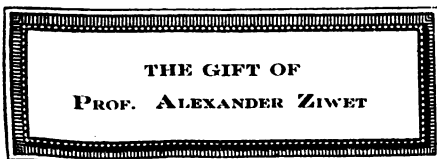
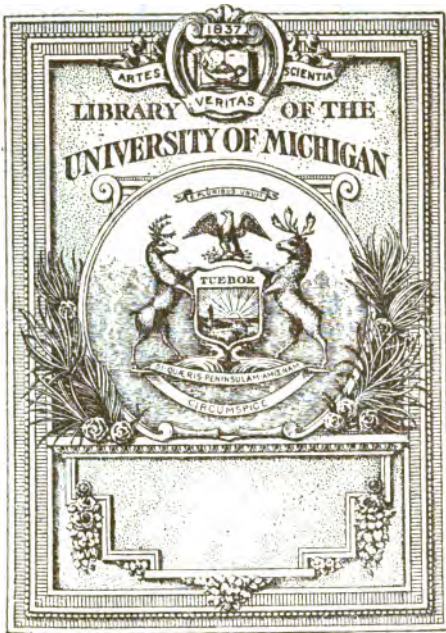
• 18.

• 19.

• 20.

• 21.

• 22.



- 1. Hälfte. Mit 1 Taf. Übers. v. A. Wieler. (96 S.) M 1.80.
- 2. Hälfte. Übers. v. A. Wieler. (113 S.) M 1.80.
- A. Bravais, Abhandlgen üb. symmetr. Polyeder. (1849). Übers. u. in Gemeinschaft mit P. Groth herausg. von C. u. E. Blasius. Mit 1 Taf. (50 S.) M 1.—.
- Die Absonderung d. Speichels. Abhandlungen v. C. Ludwig, E. Becher u. C. Rahn. Herausg. v. M. v. Frey. Mit 6 Textfig. (43 S.) M —.75.
- Üb. d. Anziehung homogener Ellipsoide. Abhandlungen von Laplace (1782), Ivory (1809), Gauss (1813), Chasles (1838) und Dirichlet (1839). Herausg. von A. Wangerin. (118 S.) M 2.—.
- Chr. Huyghens, Abhandlung üb. d. Licht. Herausg. von E. Lommel. Mit 57 Textfig. (115 S.) M 2.40.
- W. Hittorf, Abhandlgen über d. Wanderungen der Ionen während der Elektrolyse. (1853—1859.) I. Theil. Mit 1 Taf. Herausg. von W. Ostwald. (87 S.) M 1.60.
- Wochler u. Liebig, Unters. über d. Radikal d. Benzoesäure. (1832.) Herausg. von Herm. Kopp. Mit 1 Taf. (43 S.) M 1.—.

Fortsetzung auf der dritten Seite des Umschlages.

15/8/97

# ften.

zig.

Verhält-  
und Ab-  
) 80 P.  
theorie.  
) 50 P.  
) 80 P.  
Wan-

le Lehre  
ey. Mit

ng. von

theorie.  
(50 S.)

erausg.

Ströme.

ationen  
13 u.  
ausg. v.

Ebert.

tismus.  
Textf.

ctionen  
50.

(1804.)

Alexander Ziwel 4.

Betrachtungen

Physics Lib.

über die

QC  
311  
C291  
G5  
1892

# BEWEGENDE KRAFT DES FEUERS

und

die zur Entwicklung dieser Kraft  
geeigneten Maschinen

von

S. CARNOT,

früherem Schüler der École Polytechnique

(1824).

Uebersetzt und herausgegeben

von

W. Ostwald.

Mit 5 Figuren im Text.

LEIPZIG

VERLAG VON WILHELM ENGELMANN

1892.

Phys. lib  
Prof. Alex. Ziwet  
4-30-1923

## Betrachtungen über die bewegende Kraft des Feuers.

---

Jedermann weiss, dass die Wärme die Ursache der Bewegung sein kann, dass sie sogar eine bedeutende bewegende Kraft besitzt: die heute so verbreiteten Dampfmaschinen beweisen dies für jedermann sichtbar.

Der Wärme müssen die grossen Bewegungen zugeschrieben werden, welche uns auf der Erdoberfläche ins Auge fallen; sie verursacht die Strömungen der Atmosphäre, den Aufstieg der Wolken, den Fall des Regens und der anderen Meteore, die Wasserströme, welche die Oberfläche des Erdballes furchen und von denen der Mensch einen kleinen Theil für seinen Gebrauch nutzbar zu machen gewusst hat; auch Erdbeben und vulkanische Ausbrüche haben gleichfalls die Wärme zur Ursache.

Aus diesem ungeheuren Reservoir können wir die für unsere Bedürfnisse erforderliche bewegende Kraft schöpfen; [2] indem die Natur uns allerorten Brennmaterial liefert, hat sie uns die Möglichkeit gegeben, stets und überall Wärme und die aus dieser folgende bewegende Kraft zu erzeugen. Der Zweck der Warmmaschinen ist, diese Kraft zu entwickeln und sie unserem Gebrauch anzupassen.

Das Studium dieser Maschinen ist vom höchsten Interesse, denn ihre Wichtigkeit ist ungeheuer, und ihre Anwendung steigert sich von Tag zu Tag. Sie scheinen bestimmt zu sein, eine grosse Umwälzung in der Culturwelt zu bewirken. Schon beutet die Warmmaschine unsere Minen aus, bewegt unsere Schiffe, vertieft unsere Häfen und Flüsse, schmiedet das Eisen, gestaltet das Holz, mahlt das Getreide, spinnt und webt unsere Stoffe,

schleppt die schwersten Lasten u. s. w. Sie scheint eines Tages der allgemeine Motor werden zu sollen, welcher den Vorzug über die Kräfte der Thiere, den Fall des Wassers und die Ströme der Luft erhält. Dem erstgenannten Motor gegenüber hat sie den Vorzug der Wohlfeilheit, den anderen gegenüber den unschätzbaren Vorzug, immer und überall anwendbar zu sein und niemals ihre Arbeit zu unterbrechen.

Werden einst die Verbesserungen der Wärmemaschine weit genug gediehen sein, um sie wenig kostspielig in der Anlage und bezüglich des Brennmaterials zu machen, so wird sie der Industrie [3] einen Aufschwung ermöglichen, dessen ganze Ausdehnung schwer voranzusehen ist.

Denn es wird nicht nur für die jetzt gebräuchlichen Motoren ein kraftvoller und bequemer Motor eintreten, den man überall erlangen und hinschaffen kann, sondern derselbe wird den Gewerben, in denen er angewendet wird, eine rapide Entwicklung verschaffen, ja er kann ganz neue Gewerbe entstehen lassen.

Der ausgezeichnetste Dienst, welchen die Wärmemaschine England geleistet hat, ist zweifelsohne die Wiederbelebung der Ausbeutung seiner Steinkohlenbergwerke, welche dahinsiechte und infolge der stets wachsenden Schwierigkeiten der Wasserhaltung und -Förderung unterzugehen drohte\*). In zweiter Linie müssen die der Eisenindustrie geleisteten Dienste erwähnt werden, sowohl bezüglich des reichlichen Ersatzes des Holzes, das soeben [4] anfang, sich zu erschöpfen, wie auch bezüglich der Kraftmaschinen aller Art, deren Anwendung die Wärmemaschine erleichtert oder ermöglicht hat.

Eisen und Feuer sind bekanntlich die Nahrung und Stütze der mechanischen Gewerbe. In England ist vielleicht keine einzige Fabrik, deren Bestehen nicht auf den Gebrauch dieser Agentien begründet wäre, und in welcher sie nicht reichlichst zur Verwendung kämen. Entzöge man England heute seine Dampfmaschinen, so raubte man ihm Kohle und Eisen, man

---

\*) Man darf behaupten, dass seit der Erfindung der Wärmemaschinen sich die Förderung der Steinkohle in England verzehnfacht hat. Ungefähr das Gleiche gilt für die Gewinnung des Kupfers, Zinns und Eisens. Die vor einem halben Jahrhundert durch die Wärmemaschine auf die Minen Englands hervorgebrachte Wirkung wiederholt sich heute an den Gold- und Silberminen der neuen Welt, deren Ausbeutung von Tag zu Tag sich namentlich infolge der ungenügenden Beschaffenheit der Wasserhaltungs- und Förderungs-  
maschinen verminderte.

hemmte alle Quellen seines Reichthums und vernichtete alle Mittel seiner Entwicklung; es hiesse dies, diese colossale Macht vernichten. Die Zerstörung seiner Marine, welche es als seinen sichersten Schutz betrachtet, würde für England vielleicht weniger tödtlich sein.

Die schnelle und sichere Schifffahrt mittelst der Dampfschiffe kann als eine völlig neue, durch die Wärmemaschinen bedingte Kunst angesehen werden. Bereits hat dieselbe über die Meeresarme, die grossen Flüsse des alten und neuen Continents die Einrichtung schneller und regelmässiger Verbindungen ermöglicht. Sie hat das Durchmessen noch wilder Gebiete ermöglicht, in die man früher kaum hat eindringen können; sie hat gestattet, die Früchte der Cultur an Orte des Erdballes zu tragen, wo sie sonst noch [5] viele Jahre hätten auf sich warten lassen. Die Dampfschifffahrt nähert in gewissem Sinne die fernsten Nationen einander. Sie verbindet die Völker der Erde, als bewohnten sie dasselbe Land. Ist in der That die Verminderung der Dauer, der Anstrengungen, der Unsicherheit und Gefahren der Reisen nicht gleichbedeutend mit einer bedeutenden Verkürzung der Entfernungen?\*)

Die Entdeckung der Wärmemaschinen dankt ihre Entstehung wie die meisten menschlichen Erfindungen unförmlichen Vorversuchen, welche verschiedenen Männern zugeschrieben worden sind, und deren wahren Urheber man nicht kennt. Auch besteht der wesentliche Theil der Entdeckung nicht sowohl in diesen ersten Versuchen als in den folgewiseiten Verbesserungen, welche die Wärmemaschinen in den Zustand gebracht haben, in welchem wir sie heute sehen. Zwischen den ersten Vorrichtungen, mittelst deren man die Ausdehnungskraft des [6] Dampfes entwickelt hat, und den gegenwärtigen Maschinen besteht vielleicht ein nicht geringerer Unterschied, wie zwischen dem ersten Floss, welches die Menschen gebaut haben, und einem Dreidecker.

Wenn die Ehre einer Entdeckung derjenigen Nation zukommt, bei welcher sie ihr Wachsthum und ihre Entwicklung

---

\*) Wir sagen Verminderung der Gefahren des Reisens: denn wenn auch die Anwendung einer Wärmemaschine auf einem Schiffe einige, übrigens sehr übertriebene Gefahren mit sich bringt, so sind diese mehr als aufgewogen durch die Möglichkeit, sich stets auf einem regelmässig befahrenen und wohlbekanntem Wege zu halten und der Wirkung des Windes zu widerstehen, wenn diese das Schiff gegen Küsten, Untiefen und Klippen treiben.



erfahren hat, so kann hier diese Ehre England nicht versagt werden: *Savery, Newcomen, Smeathon*, der berühmte *Watt, Woolf, Trevetick* und einige andere englische Techniker sind die eigentlichen Schöpfer der Wärmemaschine; aus ihren Händen hat sie die folgeweisen Stufen ihrer Vervollkommnung erlangt. Es ist übrigens naturgemäss, dass eine Erfindung dort entsteht und namentlich sich entwickelt, wo das Bedürfniss nach ihr sich am zwingendsten geltend macht.

Trotz der mannigfaltigen Arbeiten über die Wärmemaschinen, trotz des befriedigenden Zustandes, zu dem sie gegenwärtig gelangt sind, ist ihre Theorie doch sehr wenig fortgeschritten, und die Versuche zu ihrer Verbesserung sind fast nur vom Zufall geleitet.

Man hat oft die Frage erwogen, ob die bewegende Kraft\*) der Wärme [7] beschränkt ist, oder unendlich; ob die möglichen Verbesserungen eine angebbare Grenze haben, welche durch irgendwelche Mittel zu überschreiten durch die Natur der Sache unmöglich gemacht ist, oder ob im Gegentheile die Verbesserungen einer unbegrenzten Ausdehnung fähig sind. Auch hat man seit langem nach Agentien gesucht, und sucht sie noch heute, welche dem Wasserdampf zum Zwecke der Entwicklung der bewegenden Kraft des Feuers vorzuziehen sind, und sich beispielsweise gefragt, ob nicht die Luft in dieser Beziehung grosse Vortheile biete. Wir beabsichtigen, diese Fragen hier einer eingehenden Betrachtung zu unterziehen.

Das Phänomen der Erzeugung von Bewegung durch Wärme ist nicht unter einem hinlänglich allgemeinen Gesichtspunkt betrachtet worden. Man hat es nur an Maschinen untersucht, deren Wirkungsweise ihm nicht die ganze Entwicklung gestattet hat, deren es fähig ist. An derartigen Maschinen zeigt sich das Phänomen sozusagen verstümmelt und unvollständig, so dass es schwierig wird, seine Grundlagen zu erkennen und seine Gesetze zu studiren.

[8] Um das Princip der Erzeugung von Bewegung durch Wärme in seiner ganzen Allgemeinheit zu betrachten, muss man es sich unabhängig von jedem Mechanismus und jedem beson-

---

\*) Wir brauchen hier den Ausdruck bewegende Kraft, um die nutzbare Wirkung zu bezeichnen, welche ein Motor hervorbringen kann. Diese Wirkung kann stets der Hebung eines Gewichtes auf eine bestimmte Höhe gleichgesetzt werden, und hat, wie bekannt, das Produkt aus dem Gewicht und der Höhe, auf die dieses erhoben ist, zum Maass.

deren Agens vorstellen; man muss Ueberlegungen durchführen, welche ihre Anwendung nicht nur auf Dampfmaschinen\*) haben, sondern auf jede denkbare Wärmemaschine, welches auch der angewandte Stoff sei, und in welcher Art man auf ihn einwirkt.

Die Maschinen, welche ihre Bewegung nicht von der Wärme empfangen, wie die, deren Antrieb die Kraft der Menschen oder Thiere, der Fall des Wassers, die Strömung der Luft etc., ist, können bis in ihre kleinsten Einzelheiten mittelst der theoretischen Mechanik studirt werden. Alle Fälle sind vorgesehen, alle möglichen Bewegungen sind allgemeinen festbegründeten Principien unterworfen, welche unter allen Umständen Anwendung finden. Das ist das Kennzeichen einer vollständigen Theorie. Offenbar fehlt eine ähnliche Theorie bei den Wärmemaschinen. Man wird sie erst besitzen, wenn die Gesetze der Physik genügend ausgedehnt und verallgemeinert sind, um [9] von vornherein alle Wirkungen festzustellen, welche die Wärme ausübt, wenn sie sich in bestimmter Weise an einem beliebigen Körper bethätigt.

Wir setzen bei dem Folgenden eine wenigstens annähernde Kenntniss der verschiedenen Theile voraus, aus denen eine gewöhnliche Dampfmaschine besteht. Daher erachten wir es als überflüssig, hier auseinanderzusetzen, was eine Feuerung, ein Dampfkessel, ein Dampfeylinder, ein Kolben, ein Condensator u. s. w. ist.

Die Erzeugung von Bewegung ist bei den Dampfmaschinen stets an einen Umstand geknüpft, auf welchen wir die Aufmerksamkeit lenken müssen. Dieser Umstand ist die Wiederherstellung des Gleichgewichts des Wärmestoffs,<sup>1)</sup> d. h. ein Uebergang von einem Körper mit mehr oder weniger erhöhter Temperatur auf einen anderen, wo sie niedriger ist. Was geschieht denn thatsächlich in einer in Thätigkeit befindlichen Dampfmaschine? Der in der Feuerung durch die Verbrennung entwickelte Wärmestoff durchdringt die Wände des Kessels, und erzeugt den Dampf, indem er sich sozusagen demselben einverleibt. Dieser nimmt ihn mit sich, führt ihn zum Cylinder, wo er irgend einen Dienst thut, und von dort in den Condensator, wo er sich in Berührung mit dem dort vorhandenen kalten Wasser

---

\*) Wir unterscheiden hier die Dampfmaschine von der Wärmemaschine im Allgemeinen; letztere kann von jedem beliebigen Agens, Wasserdampf oder jedem anderen, Gebrauch machen, um die bewegende Kraft der Wärme zu gewinnen.

verfüssigt. In letzter Linie bemächtigt sich daher das kalte Wasser des Condensators des durch die Verbrennung entwickelten Wärmestoffs. [10] Es erwärmt sich durch Vermittelung des Dampfes, wie wenn es unmittelbar über die Feuerung gebracht worden wäre. Der Dampf ist hier nur ein Mittel, den Wärmestoff fort zu schaffen; er thut dasselbe, wie bei der Erwärmung der Bäder durch Dampf, nur dass in unserem Falle die Bewegung nutzbar gemacht wird.

Bei den geschilderten Vorgängen erkennt man leicht die Herstellung des Gleichgewichts des Wärmestoffs, seinen Uebergang von einem mehr oder weniger erhitzten Körper auf einen kälteren. Der erste dieser Körper ist hier die in der Feuerung verbrannte Luft, der zweite ist das Condensationswasser. Die Herstellung des Gleichgewichts erfolgt zwischen beiden wenn auch nicht vollständig, so doch theilweise: denn einerseits entweicht die verbrannte Luft, nachdem sie den Dampfkessel umspült und das Ihrige gethan hat, bei einer Temperatur, die weit unterhalb der ist, die sie durch die Verbrennung erlangt hatte, andererseits tritt das Wasser des Condensators, nachdem es den Dampf verfüssigt hat, aus der Maschine mit einer höheren Temperatur, als die war, welche es mitgebracht hatte.

Die Erzeugung von bewegender Kraft ist daher bei den Dampfmaschinen nicht sowohl auf einen wirklichen Verbrauch des Wärmestoffs zurückzuführen, sondern auf seinen Uebergang von einem heissen Körper zu einem [11] kalten,<sup>2)</sup> d. h. auf die Herstellung seines Gleichgewichtes, welches durch irgend eine Ursache, eine chemische Wirkung, wie die Verbrennung, oder irgend eine andere, gestört worden war. Wir werden bald sehen, dass dieses Princip auf alle Maschinen Anwendung findet, welche durch die Wärme in Bewegung gesetzt werden.

Nach diesem Princip genügt es zur Gewinnung bewegender Kraft nicht, Wärme hervorzubringen: man muss sich auch Kälte verschaffen; ohne sie wäre die Wärme unnütz. In der That, wären um die Feuerung nur Körper vorhanden, welche ebenso heiss sind, wie diese, wie könnte man die Verdichtung des Dampfes erlangen? wo würde man ihn hinfördern, nachdem er einmal entstanden ist? Man darf nicht glauben, dass man ihn, wie dies bei gewissen Maschinen geschieht\*), in die Luft

---

\*) Gewisse Maschinen mit hohem Druck entladen den Dampf in die Luft statt in einen Condensator; man verwendet sie insbesondere

treiben könnte: die Luft würde ihn nicht aufnehmen. Sie nimmt ihn unter den gegenwärtigen Verhältnissen nur auf, weil sie ihm gegenüber wie ein ungeheurer Condensator wirkt, weil sie sich bei niedrigerer Temperatur [12] befindet; sonst wäre sie bald gesättigt, oder vielmehr, sie wäre es von vornherein\*).

Ueberall, wo ein Temperaturunterschied besteht, und wo daher die Wiederherstellung des Gleichgewichts des Wärmestoffs eintreten kann, kann auch die Erzeugung von bewegender Kraft stattfinden. Der Wasserdampf ist ein Mittel zur Erlangung dieser Kraft, aber er ist nicht das einzige; alle Stoffe der Natur können zu diesem Zwecke benutzt werden; [13] alle sind fähig, Volumänderungen, folgeweise Zusammenziehungen und Ausdehnungen durch den Wechsel der Wärme und Kälte zu erfahren; alle sind fähig, bei ihren Volumänderungen bestimmte Widerstände zu überwinden, und auf diese Weise bewegende Kraft zu entwickeln. Ein fester Körper, beispielsweise ein metallener Stab vermehrt und vermindert seine Länge, wenn er abwechselnd erwärmt und abgekühlt wird, und vermag Körper zu bewegen, die an seinen Enden befestigt sind. Eine abwechselnd erwärmte und abgekühlte Flüssigkeit vermehrt und vermindert ihr Volum, und kann mehr oder weniger erhebliche Hindernisse überwinden, die sich ihrer Ausdehnung entgegenstellen. Eine gasförmige Flüssigkeit kann durch Temperaturänderungen erhebliche Aenderungen des Volums erfahren, wenn sie sich in einem ausdehnbaren Raume befindet, wie in einem

---

an Orten, wo es schwierig ist, sich eine zur Condensation genügende Menge kalten Wassers zu verschaffen.

\*) Das Vorhandensein des Wassers in flüssigem Zustande, welches hier nothwendig anzunehmen ist, da sonst die Dampfmaschine nicht betrieben werden könnte, setzt das Bestehen eines genügenden Druckes voraus, um das Wasser an der Verdampfung zu hindern, und daher eines Druckes, der dem Dampfdrucke des Wassers bei dieser Temperatur gleich oder überlegen ist. Wäre dieser Druck seitens der Luft nicht vorhanden, so würde sich sofort Wasserdampf in genügender Menge entwickeln, um ihn seinerseits auszuüben, und um den Dampf der Maschine in die neue Atmosphäre auszustossen, müsste stets dieser Druck überwunden werden. Dies wäre aber offenbar gleichwerthig mit der Ueberwindung des Druckes, welcher dem Dampf bei seiner Condensation in der gebräuchlichen Weise verbleibt.

Bestände auf der Erdoberfläche eine hohe Temperatur, wie sie unzweifelhaft im Inneren der Erde besteht, so würde alles Wasser des Weltmeeres in Gestalt von Dampf sich in der Atmosphäre befinden, und kein Tropfen wäre als flüssiges Wasser vorhanden.

mit einem Kolben versehenen Cylinder, kann sie sehr ausgedehnte Bewegungen hervorbringen. Die Dämpfe aller Stoffe, welche in den Gaszustand übergehen können, des Alcohols, Quecksilbers, Schwefels, etc. könnten denselben Dienst thun, wie der Wasserdampf. Dieser bringt, wenn er abwechselnd erhitzt und abgekühlt wird, bewegende Kraft nach Art der permanenten Gase hervor, d. h. ohne jemals in den flüssigen Zustand überzugehen. Die Mehrzahl dieser Mittel ist vorgeschlagen; mehrere sind selbst [14] versucht worden, wenn auch bisher ohne erheblichen Erfolg.

Wir haben gezeigt, dass bei den Dampfmaschinen die bewegende Kraft von der Wiederherstellung des Gleichgewichts des Wärmestoffs herrührt; dies gilt nicht nur für die Dampfmaschine, sondern auch für jede Wärmemaschine, d. h. für jede Maschine, deren treibende Kraft der Wärmestoff ist. Die Wärme kann offenbar die Bewegung nur dadurch hervorrufen, dass sie Aenderungen des Volums oder der Gestalt in den Körpern erzeugt; diese Aenderungen rühren nicht von der Constanz der Temperatur, sondern im Gegentheil von Abwechselungen der Wärme und Kälte her; denn um einen Körper zu erwärmen, braucht man einen anderen, der wärmer ist als er, und um ihn abzukühlen, einen kälteren Körper. Man entnimmt nothwendigerweise Wärmestoff dem ersten Körper, um ihn mittelst der Zwischensubstanz auf den zweiten zu übertragen. Das bedeutet die Wiederherstellung, oder wenigstens eine theilweise Wiederherstellung des Gleichgewichts des Wärmestoffs.

Es drängt sich hier die gleich interessante wie wichtige Frage auf: Ist die bewegende Kraft der Wärme der Grösse nach unveränderlich oder wechselt sie mit dem Agens, dessen man sich bedient, um sie zu erlangen, mit der Zwischensubstanz, [15] die man als der Wirkung der Wärme unterworfen wählt?

Es ist klar, dass diese Frage nur in Bezug auf eine gegebene Menge von Wärmestoff gestellt werden kann\*), wobei der Temperaturunterschied gleichfalls gegeben ist. Man verfügt bei-

---

\*) Wir halten es für überflüssig, hier auseinanderzusetzen, was eine Wärmemenge oder Menge von Wärmestoff ist (wir brauchen beide Ausdrücke ohne Unterscheidung), oder zu beschreiben, wie man sie mittelst des Calorimeters misst. Auch werden wir nicht auseinandersetzen, was latente Wärme, Temperaturgrad, specifische Wärme etc. ist; der Leser muss mit diesen Ausdrücken durch das Studium elementarer Lehrbücher der Physik oder Chemie vertraut sein.

spielsweise über einen Körper *A*, der bei der Temperatur  $100^{\circ}$ , und einen anderen, der bei der Temperatur  $0^{\circ}$  erhalten wird, und es wird gefragt, welche Menge bewegender Kraft durch den Uebergang einer gegebenen Menge Wärmestoff (z. B. derjenigen, welche zum Schmelzen eines Kilogramms Eis erforderlich ist) von dem ersten Körper auf den zweiten erzeugt wird; es wird gefragt, ob diese Menge bewegender Kraft nothwendig beschränkt ist, ob sie mit dem Stoffe wechselt, welcher zu ihrer Erzeugung angewendet wird, ob der Wasserdampf in dieser Beziehung mehr oder weniger Vortheile bietet, als der Dampf [16] des Alcohols, des Quecksilbers, als ein permanentes Gas oder irgend ein anderer Stoff.

Wir werden versuchen, diese Fragen unter Anwendung der vorher festgestellten Sätze zu beantworten.

Vorher ist bereits die selbstverständliche, oder wenigstens beim Nachdenken über die von der Wärme verursachten Volumänderungen einleuchtende Thatsache erwähnt worden: Ueberall, wo ein Temperaturunterschied besteht, kann die Erzeugung von bewegender Kraft stattfinden<sup>3)</sup>. Umgekehrt ist es stets möglich, wo man solche Kraft anwenden kann, Temperaturunterschiede entstehen zu lassen, eine Störung des Gleichgewichtes des Wärmestoffs zu verursachen. Der Stoss, die Reibung der Körper, sind sie thatsächlich nicht Mittel, ihre Temperatur zu erhöhen, sie auf einen Grad zu bringen, der höher als der der Umgebung, und folglich eine Störung des Gleichgewichtes des Wärmestoffs dort hervorzubringen, wo bis dahin solches Gleichgewicht bestand? Es ist eine experimentelle Thatsache, dass die Temperatur der Gase durch Verdichten höher und durch Verdünnen niedriger wird. Es ist dies ein sicheres Mittel, an demselben Object die Temperatur der Körper zu ändern und das Gleichgewicht des Wärmestoffs zu stören, so oft als man will. Wird der [17] Wasserdampf auf eine Weise benutzt, die der in den Dampfmaschinen gebräuchlichen entgegengesetzt ist, so kann man ihn gleichfalls als ein Mittel ansehen, das Gleichgewicht des Wärmestoffs zu stören. Um sich davon zu überzeugen, genügt es aufmerksam die Art und Weise zu betrachten, wie sich die bewegende Kraft durch die Wirkung der Wärme auf den Wasserdampf entwickelt. Wir denken uns zwei Körper *A* und *B*, welche beide auf constanter Temperatur erhalten werden, wobei die von *A* höher ist, als die von *B*: diese zwei Körper, denen man Wärme zu- oder abführen kann, ohne ihre Temperatur zu ändern, dienen als zwei unbegrenzte

Reservoirs von Wärmestoff. Wir nennen den ersten die Heizung und den zweiten den Kühler.

Will man bewegende Kraft durch die Ueberführung einer gewissen Menge Wärme aus  $A$  nach  $B$  erzeugen, so kann man folgendermaassen verfahren:

1. Dem Körper  $A$  wird Wärmestoff entzogen, um mittelst desselben Dampf zu erzeugen, d. h. man lässt diesen Körper die Thätigkeit des Heizraums oder vielmehr des Metalles ausüben, aus welchem bei den gewöhnlichen Maschinen der Kessel besteht; wir setzen dabei voraus, dass der Dampf gerade bei der Temperatur des Körpers  $A$  entsteht.

2. Nachdem der Dampf in einen ausdehnbaren Behälter, wie ein Cylinder nebst [18] Kolben, eingetreten ist, wird das Volum dieses Behälters vergrössert, und daher auch das des Dampfes. Bei dieser Verdünnung wird der Dampf freiwillig seine Temperatur erniedrigen, wie dies bei allen elastischen Flüssigkeiten stattfindet: wir nehmen an, dass die Ausdehnung so weit getrieben wird, bis die Temperatur des Dampfes der des Körpers  $B$  genau gleich geworden ist.

3. Der Dampf wird verdichtet, indem man ihn mit dem Körper  $B$  in Berührung setzt und gleichzeitig auf ihn einen constanten Druck ausübt, bis er vollkommen flüssig geworden ist. Der Körper  $B$  spielt hier die Rolle des Injectionswassers bei den gewöhnlichen Maschinen, nur mit dem Unterschiede, dass er den Dampf verdichtet, ohne sich mit ihm zu mischen, und ohne selbst eine Temperaturänderung zu erfahren\*).

---

\*) Man wird vielleicht erstaunt sein, dass der Körper  $B$  bei derselben Temperatur, wie sie der Dampf hat, diesen verdichten kann: dies ist zweifellos streng genommen nicht möglich; da aber die kleinste Temperaturverschiedenheit die Condensation hervorrufen wird, so reicht dies aus, um die Richtigkeit unserer Betrachtung zu bewähren. Ganz ähnlich genügt es in der Differentialrechnung, dass man sich die vernachlässigten Grössen als ins Unendlichkleine abnehmend im Verhältniss zu den in den Gleichungen beibehaltenen Grössen denken kann, um die Gewissheit eines endgiltigen Resultats zu erhalten.

Der Körper  $B$  verdichtet den Dampf, ohne seinerseits seine Temperatur zu ändern: dies folgt aus unserer Voraussetzung. Denn wir haben angenommen, dass dieser Körper bei constanter Temperatur erhalten wird. Man entzieht ihm den Wärmestoff in dem Masse, wie der Dampf ihn ihm zuführt. In diesem Falle befindet sich das Metall des Condensators, wenn die Condensation des Dampfes durch äusserliche Zuführung kalten Wassers erfolgt, wie das früher bei mehreren Maschinen geübt wurde. Ebenso kann das Wasser in einer Stauung

[19] Die beschriebenen Vorgänge können in einem Sinne, wie im entgegengesetzten ausgeführt werden. Nichts hindert uns, den Dampf mittelst Wärmestoff aus dem Körper *B* und bei seiner Temperatur zu bilden, ihn so zusammendrücken, dass er die Temperatur des Körpers *A* erlangt, und ihn schliesslich unter Berührung mit dem Körper *A* zu condensiren, indem man die Zusammendrückung bis zur vollkommenen Verflüssigung fortsetzt.

Durch unsere ersten Operationen fand gleichzeitig Erzeugung von bewegender Kraft und Ueberführung des Wärmestoffs von Körper *A* zum Körper *B* statt; [20] durch die umgekehrten Operationen ergibt sich gleichzeitig ein Verbrauch von bewegender Kraft und die Rückkehr des Wärmestoffes aus dem Körper *B* in den Körper *A*. Hat man aber beide Male mit der gleichen Dampfmenge gearbeitet und hat keinerlei Verlust, weder an Wärmestoff, noch an bewegender Kraft stattgefunden, so wird die Menge der im ersten Falle erzeugten bewegenden Kraft der gleich sein, welche im zweiten Falle verbraucht wurde, und die Menge des im ersten Falle von *A* nach *B* übergegangenen Wärmestoffs wird der Menge gleich sein, welche im zweiten Falle von *B* nach *A* zurückkehrt, so dass man eine unbegrenzte Anzahl von Malen abwechselnde Operationen dieser Art wiederholen kann, ohne dass schliesslich weder bewegende Kraft hervorgebracht, noch Wärmestoff von einem Körper zum anderen übergegangen ist.

Wenn nun Hilfsmittel zur Benutzung der Wärme existirten, welche den von uns gebrauchten vorzuziehen wären, d. h. wenn es möglich wäre, durch irgend welche Methoden den Wärmestoff zur Hervorbringung einer grösseren Menge von bewegender Kraft zu veranlassen, als wir es durch unsere erste Reihe von Operationen bewirkt haben, so würde es genügen, von dieser bewegenden Kraft einen Theil zu benutzen, um auf die beschriebene Weise den Wärmestoff vom Körper *B* in den Körper *A*,

---

auf constanter Höhe erhalten werden, wenn es auf einer Seite in dem Maasse abläuft, wie es auf der anderen eintritt.

Man könnte sich sogar vorstellen, dass die Körper *A* und *B* sich von selbst auf constanter Temperatur erhalten, wenngleich sie gewisse Wärmemengen verlieren oder aufnehmen. Wenn beispielsweise der Körper *A* eine Dampfmasse bei ihrem Verflüssigungspunkte wäre, und der Körper *B* eine Eismasse beim Schmelzpunkte, so würden diese Körper bekanntlich Wärmestoff liefern oder aufnehmen können, ohne ihren Temperaturgrad zu ändern.



vom Kähler zur Feuerung, steigen zu lassen, um die Dinge auf ihren früheren Zustand zu bringen, und sich dadurch in den Stand zu setzen, [21] eine der ersten ganz ähnliche Operation wieder zu beginnen und so fort: das wäre nicht nur ein perpetuum mobile, sondern auch eine unbegrenzte Erschaffung von bewegender Kraft ohne Verbrauch von Wärmestoff oder irgend eines anderen Agens<sup>4)</sup>. Eine solche Erschaffung steht in völligem Gegensatze zu den gegenwärtig angenommenen Ideen, zu den Gesetzen der Mechanik und einer gesunden Physik; sie ist daher unzulässig\*). Man muss somit schliessen, dass das [22] Maximum an bewegender Kraft, welches sich aus der Anwendung des Dampfes ergibt, gleichzeitig das Maximum der bewegenden Kraft ist, welches sich

\*) Man wird vielleicht hiergegen einwenden, dass, wenn auch das perpetuum mobile als unmöglich für mechanische Wirkungen allein nachgewiesen ist, es möglicherweise dies nicht ist, wenn man die Wirkung der Wärme oder der Elektrizität benutzt; aber kann man sich für die Erscheinungen der Wärme oder der Elektrizität eine andere Ursache denken, als irgend welche Bewegungen der Körper, und müssen diese nicht den Gesetzen der Mechanik unterworfen sein? Weiss man es denn übrigens nicht a posteriori, dass alle Versuche, das perpetuum mobile durch irgend beliebige Mittel hervorzubringen, unfruchtbar geblieben sind? Dass man niemals dazu gelangt, ein wirkliches perpetuum mobile herzustellen, d. h. eine Bewegung, welche sich unaufhörlich ohne Aenderung der benutzten Körper fortsetzt?

Man hat gelegentlich den elektromotorischen Apparat (die *Volta'sche Säule*) als fähig angesehen, ein perpetuum mobile hervorzubringen; man hat diese Idee durch die Herstellung trockener Säulen auszuführen gesucht, die man als unveränderlich ansah. Was man aber auch gethan haben mag, schliesslich hat der Apparat stets [22] merkliche Zerstörung erfahren, wenn man seine Wirkung über eine gewisse Zeit mit einiger Energie unterhalten hat.

Der allgemeine und philosophische Begriff des »perpetuum mobile« enthält nicht nur die Vorstellung einer Bewegung, welche sich nach einem ersten Anstoss ins Unbegrenzte fortsetzt, sondern die der Wirkung irgend einer Vorrichtung oder Zusammenstellung, welche fähig ist, in unbegrenzter Menge bewegende Kraft zu schaffen, fähig, sämtliche Körper der Natur, wenn sie sich in Ruhe befänden, nach einander in Bewegung zu setzen und damit das Princip der Trägheit zu vernichten, fähig endlich, aus sich selbst die Kräfte zu schöpfen, um das ganze Weltall in Bewegung zu setzen, darin zu unterhalten und unausgesetzt zu beschleunigen. Dies wäre eine wirkliche Erschaffung von bewegender Kraft. Wäre eine solche möglich, so wäre es überflüssig, die bewegende Kraft in den Strömungen des Wassers und der Luft, in den Brennmaterialien zu suchen; wir hätten eine unversiegbare Quelle derselben, aus der wir nach Belieben schöpfen könnten.

durch jedes beliebige Mittel erzielen lässt. Wir werden übrigens bald einen zweiten, strengeren Beweis dieses Satzes geben. Dieser soll nur als eine Andeutung angesehen werden (vgl. S. 18).

Man ist berechtigt, uns bezüglich des eben ausgesprochenen Satzes folgende Frage vorzulegen: welchen Sinn hat hier das Wort [23] Maximum? woran kann man erkennen, dass das Maximum erreicht ist? woran erkennt man, dass der Dampf so zweckmässig als möglich zur Gewinnung von bewegender Kraft benutzt worden ist?

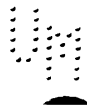
Da jede Wiederherstellung des Gleichgewichts des Wärmestoffes die Ursache der Erzeugung von bewegender Kraft sein kann, so muss jede Wiederherstellung des Gleichgewichts, welche sich ohne Hervorbringung solcher Kraft vollzieht, als ein wirklicher Verlust anzusehen sein: somit wird man bemerken, wenn man etwas darüber nachdenkt, dass jede Temperaturänderung, welche nicht durch eine Volumänderung der Körper verursacht ist, nichts sein kann, als eine unnütze Wiederherstellung des Gleichgewichts des Wärmestoffes\*). Die nothwendige Bedingung des Maximums ist daher, dass an den zur Gewinnung von bewegender Kraft aus Wärme benutzten Körpern keine Temperaturänderung stattfindet, welche nicht durch eine Volumänderung bedingt ist. [24] Umgekehrt wird stets, wenn diese Bedingung erfüllt ist, das Maximum erreicht sein.

Dieser Grundsatz soll bei der Construction von Wärmemaschinen niemals aus dem Auge verloren werden; denn er ist ihre wesentliche Grundlage. Kann man ihn nicht streng einhalten, so soll man sich wenigstens so wenig als möglich von ihm entfernen.

Jede Temperaturänderung, welche weder durch eine Volumänderung, noch eine chemische Wirkung (welche wir hier vorläufig ausschliessen wollen) bewirkt ist, rührt nothwendig von dem unmittelbaren Uebergang des Wärmestoffes von einem mehr

---

\*) Wir setzen hier voraus, dass keine chemische Wirkung zwischen den Körpern stattfindet, welche zur Gewinnung von bewegender Kraft aus Wärme benutzt werden. Der chemische Vorgang in der Feuerung ist sozusagen ein vorläufiger Vorgang, welcher nicht zur unmittelbaren Erzeugung bewegender Kraft benutzt wird, sondern um das Gleichgewicht des Wärmestoffes zu stören und einen Temperaturunterschied hervorzubringen, aus welchem alsdann die Bewegung hervorgeht.



oder weniger erhitzten Körper auf einen kälteren her. Dieser Uebergang findet hauptsächlich bei der Berührung zwischen Körpern von verschiedener Temperatur statt: es muss daher eine derartige Berührung so viel als möglich vermieden werden. Sie kann ohne Zweifel vollständig nicht vermieden werden, man muss sie aber wenigstens derart stattfinden lassen, dass die in Berührung gebrachten Körper nur wenig verschiedener Temperatur sind.

Wenn wir soeben bei unserem Beweise vorausgesetzt haben, dass der Wärmestoff des Körpers *A* zur Dampfbildung verwendet worden ist, so kann man den Dampf als bei der Temperatur des Körpers *A* selbst entstanden ansehen: somit fand die Berührung nur zwischen Körpern von gleicher Temperatur statt; die darauf im Dampf erfolgende Temperaturänderung war durch die Ausdehnung, [25] also durch eine Volumänderung hervorgebracht; schliesslich fand auch die Condensation statt, ohne dass sich Körper von verschiedener Temperatur berührten. Sie vollzog sich unter Ausübung eines constanten Druckes auf den mit dem Körper *B* in Berührung stehenden Dampf, dessen Temperatur gleich der des Körpers war. Somit waren die Bedingungen des Maximums erfüllt. Thatsächlich können die Dinge nicht genau so verlaufen, wie wir vorausgesetzt haben. Um den Uebergang des Wärmestoffes von einem Körper auf den anderen zu verursachen, muss in ersterem ein Temperaturüberschuss vorhanden sein; dieser Ueberschuss kann aber so klein sein, wie man will; man kann ihn theoretisch gleich Null setzen, ohne dass dadurch die Betrachtungen etwas von ihrer Strenge einbüssten.

Man kann unserer Beweisführung aber einen reelleren Einwand entgegenstellen, nämlich folgenden:

Wenn man dem Körper *A* Wärmestoff entzieht, um Dampf zu erhalten, und wenn alsdann der Dampf durch seine Berührung mit dem Körper *B* verdichtet wird, so befindet sich das angewendete Wasser, welches ursprünglich bei der Temperatur des Körpers *A* angenommen wurde, am Schluss des Vorganges bei der Temperatur des Körpers *B*; es ist abgekühlt. Will man eine der ersten ähnliche Operation wieder beginnen und eine neue Menge bewegender Kraft [26] mit demselben Apparat, demselben Dampf entwickeln, so muss man zuerst die Dinge in ihren ursprünglichen Zustand zurückführen und dem Wasser den Temperaturgrad ertheilen, welchen es ursprünglich besass. Unzweifelhaft könnte dies durch unmittelbare Berührung mit dem Körper *A* ausgeführt werden; dadurch aber entsteht eine

Berührung zwischen Körpern von verschiedener Temperatur und somit ein Verlust an bewegender Kraft\*): es würde unmöglich werden, die umgekehrte Operation auszuführen, d. h. dem Körper  $A$  den zur Temperaturerhöhung der Flüssigkeit verbrauchten Wärmestoff zurückzustellen.

[27] Diese Schwierigkeit kann gehoben werden, wenn man den Temperaturunterschied zwischen den Körpern  $A$  und  $B$  unbegrenzt klein voraussetzt; die zur Wiedererwärmung der Flüssigkeit auf ihre erste Temperatur erforderliche Wärme wird dadurch gleichfalls unbegrenzt klein und kann im Verhältnis zu der, welche zur Dampfbildung erforderlich ist, und welche stets eine endliche Grösse ist, vernachlässigt werden.

Ist der Satz übrigens für den Fall erwiesen, dass der Temperaturunterschied zwischen den beiden Körpern unbegrenzt klein ist, so kann er leicht auf den allgemeinen Fall ausgedehnt werden. Denn wenn es sich um die Erzeugung von bewegender Kraft durch den Uebergang des Wärmestoffes vom Körper  $A$  auf den Körper  $Z$  handelt, wobei die Temperatur des letzteren von der des ersten sehr verschieden sei, so kann man sich eine Reihe von Körpern  $B, C, D$  etc. von zwischenliegenden Temperaturen denken, die so gewählt sind, dass die Unterschiede von  $A$  und  $B, B$  und  $C, u. s. w.$  alle unbegrenzt klein sind. Die von  $A$  ausgegebene Wärme würde nicht nach  $Z$  gelangen, ohne vorher durch die Körper  $B, C, D$  etc. gegangen zu sein und bei jedem Uebergange das Maximum von bewegender Kraft entwickelt zu haben. Hier würden die umgekehrten Operationen alle möglich sein, und die Schlussweise von S. 13 wird streng anwendbar.

[28] Nach den bisher festgestellten Begriffen kann man sehr angemessen die bewegende Kraft der Wärme mit der des fallenden

\*) Diese Art Verlust tritt bei allen Dampfmaschinen ein, denn das zur Speisung des Kessels benutzte Wasser ist in der That stets kälter, als das Wasser darin, und somit findet eine ungenutzte Wiederherstellung des Gleichgewichts des Wärmestoffes statt. Man kann sich leicht a posteriori davon überzeugen, dass dieser Ausgleich einen Verlust an bewegender Kraft bedingt, wenn man sich überlegt, dass es möglich gewesen wäre, das Speisewasser vorher zu erwärmen, indem man es als Kühlwasser in einer kleinen Nebenmaschine verwerthet, in der man Dampf aus dem grossen Kessel benutzen würde und in der die Condensation bei einer Temperatur zwischen der des Dampfkessels und des Hauptcondensators stattfände. Die von dieser kleinen Maschine gelieferte Kraft würde keinen Aufwand von Wärme kosten, weil alle, welche gebraucht worden wäre, mit dem Condensationswasser in den Kessel zurückgekehrt wäre.



Wassers vergleichen: beide haben ein Maximum; welches man nicht überschreiten kann, welches auch einerseits die Maschine sei, welche die Wirkung des Wassers empfängt, und welches andererseits der Stoff sei, welcher die Wirkung der Wärme empfängt. Die bewegende Kraft des fallenden Wassers hängt von seiner Höhe und der Menge der Flüssigkeit ab; die bewegende Kraft der Wärme hängt gleichfalls von der Menge des angewendeten Wärmestoffes ab, und dem, was man seine Fallhöhe\*) nennen könnte, und was wir in der That so nennen wollen, nämlich dem Temperaturunterschied der Körper, zwischen denen der Austausch des Wärmestoffes stattfindet. Beim Fall des Wassers ist die bewegende Kraft in aller Strenge dem Höhenunterschied zwischen dem oberen und unteren Becken proportional. Bei dem Fall der Wärme nimmt zweifellos die bewegende Kraft mit dem Temperaturunterschiede zwischen dem warmen und dem kalten Körper zu; wir [29] wissen aber nicht, ob sie diesem Unterschiede proportional ist. Wir wissen beispielsweise nicht, ob der Fall des Wärmestoffes von  $100^{\circ}$  auf  $80^{\circ}$  mehr oder weniger bewegende Kraft liefert, als der Fall desselben Wärmestoffes von  $50^{\circ}$  auf  $0^{\circ}$ . Es ist dies eine Frage, welche wir später zu untersuchen vorhaben.

Wir werden hier einen zweiten Beweis des auf S. 14 ausgesprochenen fundamentalen Satzes geben und diesen in einer allgemeineren Form als bisher aussprechen.

Wird ein Gas schnell zusammengedrückt, so erhebt sich seine Temperatur; sie fällt umgekehrt, wenn es schnell ausgedehnt wird. Es ist dies eine der best erwiesenen Erfahrungsthat-sachen; wir nehmen sie zur Grundlage unseres Beweises\*\*).

\*) Der hier behandelte Gegenstand ist vollkommen neu und wir sind daher genöthigt, noch unbegreifliche und vielleicht nicht mit aller wünschenswerthen Klarheit ausgestattete Ausdrücke zu gebrauchen.

\*\*) Die Erfahrungsthat-sachen, welche am besten die Temperaturänderung der Gase durch Zusammendrückung und Ausdehnung erweisen, sind die folgenden:

1. Das Fallen eines im Recipienten einer Luftpumpe befindlichen Thermometers, wenn man die Luft auspumpt. An dem Thermometer von *Breguet* ist diese Erniedrigung sehr merklich; sie kann 40 bis 50 Grad übersteigen. Der Nebel, welcher sich bei dieser Gelegenheit bildet, scheint [30] der Verdichtung des Wasserdampfes vermöge der Abkühlung der Luft zuzuschreiben zu sein.

2. Die Entzündung des Zunders in den sogenannten pneumatischen Feuerzeugen, welche bekanntlich kleine Pumpenstiefel sind, in denen man die Luft einer plötzlichen Zusammenpressung unterwirft.

Wenn man, nachdem ein Gas durch Zusammendrückung seine Temperatur [30] erhöht hat, es auf [31] seine ursprüngliche Temperatur zurückführen will, ohne sein Volum von neuem zu ändern, so muss man ihm Wärmestoff entziehen. Dieser Wärmestoff könnte auch in dem Maasse fortgeführt werden, wie die Compression vor sich geht, so dass die Temperatur des Gases constant bleibt. Ebenso kann man bei der Ausdehnung eines Gases seine Temperaturerniedrigung vermeiden, indem man ihm eine bestimmte Menge Wärmestoff zuführt. Wir werden den

3. Das Fallen eines Thermometers in einem Raume, aus welchem man die vorher verdichtete Luft durch einen Hahn entweichen lässt.

4. Die Ergebnisse der Versuche über die Geschwindigkeit des Schalls. Hr. de Laplace hat gezeigt, dass man, um diese Ergebnisse mit der Theorie und der Rechnung in Einklang zu bringen, die Erwärmung der Luft durch eine plötzliche Verdichtung annehmen muss.

Die einzige Thatsache, welche diesen entgegengestellt werden könnte, ist ein von Gay-Lussac und Welter angestellter und in den *Annales de chimie et de physique* beschriebener Versuch. Nachdem in einem grossen, mit verdichteter Luft angefüllten Gefäss eine kleine Oeffnung angebracht worden war, liess ein Thermometer, dessen Kugel in den ausströmenden Luftstrahl gehalten wurde, keine merkliche Erniedrigung seiner Temperatur erkennen.

Man kann diese Thatsache auf zweierlei Art erklären. 1) Es entwickelt möglicherweise die Reibung der Luft gegen die Ränder der Oeffnung Wärme in erheblicher Menge; 2) die zur unmittelbaren Berührung mit der Thermometerkugel gelangende Luft nimmt möglicherweise durch den Stoss gegen diese Kugel, oder vielmehr durch die Wirkung der Ablenkung, zu welcher die Kugel sie zwingt, eine Dichte an, welche der im Recipienten vorhanden gewesen gleich ist, ähnlich [31] wie das Wasser eines Stromes sich an einem festen Widerstande über die Oberfläche erhebt.

Die durch Volumänderung in den Gasen hervorgebrachte Aenderung der Temperatur kann wegen der vielen Folgen, die sie mit sich bringt, als eine der wichtigsten Thatsachen der Physik angesehen werden, und gleichzeitig als eine der schwierigsten, was ihre Erklärung und ihre Messung durch scharfe Versuche anlangt. Unter mehrfachen Umständen scheint sie ganz besondere Anomalien zu bieten.

Ist nicht auch der Abkühlung der Luft durch Ausdehnung die Kälte in den oberen Regionen der Atmosphäre zuzuschreiben? Die bisher zur Erklärung dieser Kälte gegebenen Gründe sind völlig unzureichend: man hat gesagt, dass die Luft in den oberen Regionen, indem sie wenig von der Erde reflectirte Wärme erhält, und selbst in den Himmelsraum ausstrahlt, Wärmestoff verlieren müsse, und dass dies die Ursache ihrer Abkühlung sei; diese Erklärung wird aber hinfällig, wenn man bemerkt, dass bei gleicher Höhe die Kälte ebenso stark oder stärker auf Hochebenen herrscht, wie auf dem Gipfel der Berge, oder in den Theilen der Atmosphäre, die vom Erdboden ganz entfernt sind.

[32] bei solchen Gelegenheiten, wo er keinerlei Temperaturänderungen hervorbringt, verbrauchten Wärmestoff als Wärmestoff der Volumänderung bezeichnen. Diese Bezeichnung soll nicht besagen, dass der Wärmestoff dem Volum gehört, denn er gehört dem Volum ebenso wenig, wie dem Druck und könnte ebenso gut Wärmestoff der Druckänderung genannt werden. Wir wissen nicht, welchen Gesetzen er bezüglich der Volumänderungen folgt; es ist möglich, dass seine Menge mit der Natur des Gases, seiner Dichtigkeit, seiner Temperatur sich ändert. Die Erfahrung hat uns noch nichts über diesen Gegenstand gelehrt, sie hat uns nur gelehrt, dass dieser Wärmestoff sich in grösserer oder geringerer Menge durch die Compression der elastischen Flüssigkeiten entwickelt.

Nachdem diese vorläufigen Punkte festgestellt worden sind, denken wir uns eine elastische Flüssigkeit, z. B. atmosphärische

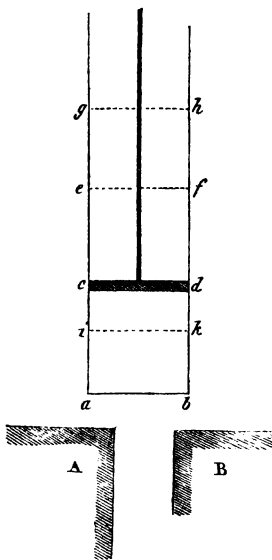


Fig. 1.

Luft in einem cylindrischen Gefäss  $abcd$ , Fig. 1, mit einer beweglichen Scheidewand oder einem Kolben  $cd$  enthalten; wir denken uns ferner zwei Körper  $A$  und  $B$ , von denen jeder bei einer constanten Temperatur erhalten wird, wobei die von  $A$  höher sei, als die von  $B$ ; wir stellen uns nun die nachstehend beschriebene Reihe von Operationen vor<sup>5)</sup>.

1. Berührung des Körpers  $A$  mit der im Raume  $abcd$  enthaltenen Luft, oder mit der Wandung dieses [33] Raumes, von welcher wir annehmen, dass sie die Wärme leicht durchlässt. Die Luft befindet sich vermöge dieser Berührung bei der Temperatur des Körpers  $A$ ;  $cd$  sei die augenblickliche Stellung des Kolbens.

2. Der Kolben erhebt sich stetig und nimmt die Stellung  $ef$  ein. Zwischen dem Körper  $A$  und der Luft bleibt fortwährend Berührung bestehen, wodurch die Luft während der Ausdehnung bei constanter Temperatur erhalten wird. Der Körper  $A$  liefert den nöthigen Wärmestoff, um die Temperatur constant zu halten.

3. Der Körper  $A$  wird entfernt und die Luft befindet sich nicht mehr in Berührung mit einem Körper, welcher ihr Wärmestoff liefern kann; der Kolben setzt indessen seine Bewegung fort und geht aus der Stellung  $ef$  in die Stellung  $gh$ . Die Luft wird verdünnt, ohne Wärmestoff aufzunehmen, und ihre Temperatur sinkt. Wir nehmen an, dass sie bis zu der des Körpers  $B$  sinkt; in diesem Augenblick bleibt der Kolben stehen und befindet sich in  $gh$ .

4. Die Luft wird nun in Berührung mit dem Körper  $B$  gesetzt; sie wird durch Senkung des Kolbens weiter comprimirt, indem man ihn aus der Stellung  $gh$  in die Stellung  $cd$  bringt. Dabei bleibt die Luft aber bei constanter Temperatur, weil sie den Körper  $B$  berührt, dem sie ihren Wärmestoff abgibt.

5. Nachdem der Körper  $B$  entfernt ist, setzt man die [34] Compression der Luft fort, welche in ihrem isolirten Zustande eine Temperaturerhöhung erfährt: die Compression wird fortgesetzt, bis die Luft die Temperatur des Körpers  $A$  angenommen hat. Der Kolben bewegt sich während dieser Zeit aus der Stellung  $cd$  in die Stellung  $ik$  ( ).

6. Die Luft wird mit dem Körper  $A$  in Berührung gebracht; der Kolben kehrt aus der Lage  $ik$  in die Lage  $ef$  zurück; die Temperatur bleibt unverändert.

7. Die unter 3. beschriebene Periode wiederholt sich, sodass die Perioden 4, 5, 6, 3, 4, 5, 6, 3, 4, 5 u. s. w.

Bei diesen verschiedenen Operationen erfährt der Kolben einen grösseren oder geringeren Druck von Seiten der im Cylinder eingeschlossenen Luft; die elastische Kraft dieser Luft ändert sich theils in Folge der Volumänderungen, theils in Folge der Temperaturänderungen; man muss aber darauf achten, dass bei gleichem Volum, d. h. bei gleicher Lage des Kolbens die Temperatur während der Ausdehnungsbewegung höher ist, als bei der Compressionsbewegung. Daher ist während der ersteren die elastische Kraft der Luft grösser, und somit die durch die Ausdehnungsbewegung hervorgebrachte bewegende Kraft beträchtlicher [35] als die, welche zur Erzeugung der Compressionsbewegung verbraucht worden ist. Man erhält also einen Ueberschuss an bewegender Kraft, welchen man zu beliebigen Zwecken verwerthen kann. Die Luft hat uns als Wärmemaschine gedient; wir haben sie sogar auf die möglichst vortheilhafte Weise benutzt, weil keine unbenutzte Wiederherstellung des Gleichgewichts des Wärmestoffes stattgefunden hat.

Alle oben beschriebenen Vorgänge können in einem Sinne



ebenso wie in umgekehrter Ordnung hervorgebracht werden. Denken wir uns nach der sechsten Periode, d. h. nachdem der Kolben in die Stellung  $cf$  gelangt ist, man ihn in die Stellung  $ik$  zurückgehen lässt, während man gleichzeitig die Luft in Berührung mit dem Körper  $A$  erhält: der während der sechsten Periode von diesem gelieferte Wärmestoff kehrt zu seiner Quelle, d. h. zum Körper  $A$  zurück und die Sachen befinden sich in dem Zustande, wie am Ende der fünften Periode. Entfernt man nun den Körper  $A$  und bewegt man den Kolben von  $ef$  nach  $cd$ , so wird die Temperatur der Luft um eben so viele Grade sinken, wie sie in der fünften Periode gestiegen war, und wird gleich der des Körpers  $B$  werden. Man kann offenbar eine Reihe von Operationen erfolgen lassen, welche alle die Umkehrung der oben beschriebenen sind: es genügt, sich unter [36] dieselben Umstände zu versetzen, und für jede Periode eine Ausdehnungsbewegung statt einer Compressionsbewegung auszuführen, und umgekehrt.

Das Ergebniss der erstgenannten Operationen war die Erzeugung einer gewissen Menge bewegender Kraft und die Uebertragung von Wärmestoff aus dem Körper  $A$  in den Körper  $B$ ; das Ergebniss der umgekehrten Operationen ist der Verbrauch der erzeugten bewegenden Kraft und die Rückführung des Wärmestoffs von  $B$  nach  $A$ : so dass die beiden Arten von Operationen einander aufheben, einander sozusagen neutralisiren.

Die Unmöglichkeit, den Wärmestoff eine grössere Menge bewegender Kraft erzeugen zu lassen, als die, welche wir durch die erste Reihe von Operationen erlangt haben, ist nunmehr leicht nachzuweisen. Der Beweis erfolgt durch eine Betrachtung, die der auf S. 13 benutzten vollkommen ähnlich ist. Die Betrachtung ist hier noch um einen Grad exakter, denn die Luft, deren wir uns zur Erzeugung von bewegender Kraft bedienen, ist am Ende jedes Kreises von Operationen genau auf den Zustand zurückgeführt, in welchem sie sich ursprünglich befand, während für den Wasserdampf nicht ganz das Gleiche [37] stattfand, wie wir bemerkt haben \*).

\*) Wir nehmen implicite bei unserer Beweisführung an, dass, wenn ein Körper beliebige Aenderungen erfahren hat und nach einer Anzahl von Umwandlungen in seinen ursprünglichen Zustand, bezüglich seiner Dichte, seiner Temperatur, seines Aggregatzustandes, zurückgeführt worden ist, dass der Körper alsdann wieder dieselbe Wärmemenge enthält, welche er ursprünglich enthielt, dass mit

Wir haben die atmosphärische Luft als Instrument zur Erzeugung der bewegenden Kraft der Wärme gewählt, doch ist es einleuchtend, dass die Ueberlegungen für jeden anderen gasförmigen Stoff dieselben geblieben wären, ja selbst für jeden anderen Körper, welcher seine Temperatur durch aufeinander folgende Ausdehnungen und Zusammendrückungen ändern kann, wodurch sämtliche Körper der Natur, oder [38] wenigstens sämtliche, welche zur Gewinnung der bewegenden Kraft der Wärme dienen können, einbegriffen sind. Somit sind wir zu dem folgenden allgemeinen Satze geführt:

Die bewegende Kraft der Wärme ist unabhängig von dem Agens, welches zu ihrer Gewinnung benutzt wird, und ihre Menge wird einzig durch die Temperaturen der Körper bestimmt, zwischen denen in letzter Linie die Ueberführung des Wärmestoffes stattfindet.

Es ist hierbei vorausgesetzt, dass jede der Methoden, die bewegende Kraft zu gewinnen, die Vollkommenheit erreicht, deren sie fähig ist. Diese Bedingung ist erfüllt, wenn, wie oben erwähnt, keine anderen Temperaturänderungen in den Körpern stattfinden, als solche, die durch Volumänderungen hervorgerufen worden, oder, was dasselbe in anderer Ausdrucksform ist, wenn niemals eine Berührung zwischen Körpern von merklich verschiedener Temperatur stattfindet.

Im Uebrigen ergeben sich die verschiedenen Methoden zur Gewinnung der bewegenden Kraft sowohl durch die Anwendung verschiedener Stoffe, wie durch die Anwendung eines und desselben Stoffes bei verschiedenen Zuständen, z. B. eines Gases bei zwei verschiedenen Dichtigkeiten.

Dies führt uns naturgemäss zu interessanten Untersuchungen über die gasförmigen Flüssigkeiten [39], welche uns späterhin neue Ergebnisse über die bewegende Kraft der Wärme liefern werden, und wir werden die Hülfsmittel mittheilen, in einzelnen

---

anderen Worten die während der verschiedenen Umwandlungen absorbirten und entwickelten Wärmemengen sich vollständig compensiren. Diese Thatsache ist nie in Zweifel gezogen worden; sie ist zunächst ohne Ueberlegung angenommen, und späterhin durch zahlreiche calorimetrische Versuche bestätigt worden. Sie leugnen heisst die ganze Theorie der Wärme umstürzen, deren Grundlage sie ist. Uebrigens haben, beiläufig gesagt, die hauptsächlichlichen Grundlagen, auf denen die Theorie der Wärme beruht, eine aufmerksamere Untersuchung nöthig. Mehrere Erfahrungsthatfachen scheinen nach dem gegenwärtigen Zustande der Theorie fast unerklärlich zu sein<sup>6)</sup>.

besonderen Fällen den oben ausgesprochenen grundlegenden Satz zu bewahrheiten\*).

Man wird leicht bemerken, dass unsere Beweisführung vereinfacht worden wäre, wenn die Temperaturen der Körper  $A$  und  $B$  als einander sehr nahe angesehen worden wären. Da alsdann die Bewegungen des Kolbens während der Perioden 3 und 5 sehr wenig ausgedehnt gewesen wären, hätten diese Perioden ohne merklichen Einfluss auf die Hervorbringung der bewegenden Kraft unterdrückt werden können. Eine sehr kleine Volumänderung genügt in der That zu einer sehr kleinen Temperaturänderung, und diese kleine Volumänderung kann neben der der Perioden 4 und 6, deren Grösse unbeschränkt ist, vernachlässigt werden.

Unterdrückt man die Perioden 3 und 5 in der Reihe der oben beschriebenen Operationen, so geht diese in die folgenden über:

1. Berührung des in  $abcd$  (Fig. 2) enthaltenen Gases [40] mit dem Körper  $A$ , Uebergang des Kolbens aus  $cd$  in  $ef$ ;

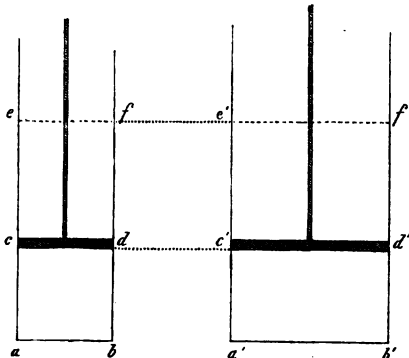


Fig. 2 und 3.

2. Entfernung vom Körper  $A$ , Berührung des in  $abef$  enthaltenen Gases mit dem Körper  $B$ , Rückkehr des Kolbens von  $ef$  nach  $cd$ ;

3. Entfernung des Körpers  $B$ , Berührung des Gases mit dem Körper  $A$ , Uebergang des Kolbens von  $cd$  nach  $ef$ , d. h. Wiederholung der ersten Periode und so fort.

Die aus den Operationen 1. und 2. sich ergebende bewegende Kraft ist offenbar gleich dem Unterschiede zwischen der, welche bei der Ausdehnung des Gases, indem es sich bei der Temperatur des Körpers  $A$  befindet, entwickelt wird, und der, welche zur Compression des Gases verbraucht wird, während es sich bei der Temperatur des Körpers  $B$  befindet.

\*) Wir setzen in Folgendem voraus, dass der Leser mit den letzten Fortschritten der heutigen Physik, was die gasförmigen Stoffe und die Wärme anlangt, vertraut ist.

Nehmen wir an, dass die Operationen 1. und 2. mit zwei Gasen von chemisch verschiedener Natur, aber unter gleichem Druck, beispielsweise dem der Atmosphäre ausgeführt würden: beide Gase würden sich unter den gleichen Umständen vollkommen gleich verhalten, d. h. ihre ursprünglich gleichen Ausdehnungskräfte werden immer gleich bleiben, welches auch die Aenderungen des Volums und der Temperatur sein mögen, vorausgesetzt, dass diese Aenderungen beiderseits die gleichen sind. Dies folgt offenbar aus dem Gesetz [41] von *Mariotte* und dem von Hrn. *Gay-Lussac* und *Dalton*, welche allen elastischen Flüssigkeiten gemein sind, und vermöge deren bei allen zwischen dem Volum, der Expansivkraft und der Temperatur die gleichen Beziehungen bestehen.

Da zwei verschiedene Gase von gleicher Temperatur und gleichem Druck sich unter gleichen Umständen übereinstimmend verhalten müssen, wenn man sie die oben beschriebenen Operationen durchmachen lässt, so müssen sie auch gleiche Mengen bewegender Kraft entstehen lassen. Dieses aber setzt nach dem von uns festgestellten grundlegenden Satze den Gebrauch gleicher Mengen von Wärmestoff voraus, d. h. es setzt voraus, dass die Menge des von *A* nach *B* gehenden Wärmestoffes die gleiche ist, ob man mit dem ersten Gase arbeitet oder mit dem anderen.

Die Menge des Wärmestoffes, welche vom Körper *A* auf den Körper *B* übergeht, ist offenbar dieselbe, welche von dem Gas bei seiner Volumvergrößerung aufgenommen wird, oder welche es später durch die Compression ausgiebt. Wir werden somit zur Aufstellung des folgenden Satzes geführt:

Geht ein Gas ohne Temperaturänderung von einem bestimmten Volum und Druck auf ein anderes gleichfalls bestimmtes Volum und einen anderen Druck über, [42] so ist die Menge des aufgenommenen oder abgegebenen Wärmestoffes stets die gleiche, welches Gas auch dem Versuche unterzogen werden mag.

Es sei z. B. ein Liter Luft bei der Temperatur von  $100^{\circ}$  und unter dem Druck einer Atmosphäre gegeben: verdoppelt man das Volum der Luft, und will man sie bei der Temperatur von  $100^{\circ}$  erhalten, so muss man ihr eine bestimmte Wärmemenge zuführen. Nun wird diese Wärmemenge aber genau die gleiche sein, wenn man, statt mit Luft zu arbeiten, mit Kohlensäuregas, Stickstoff, Wasserstoff, Wasserdampf, Alkoholdampf arbeitet,

d. h. das Volum eines Liters dieser Gase bei  $100^{\circ}$  und dem atmosphärischen Druck verdoppelt.

Eben dasselbe würde gelten, nur in umgekehrtem Sinne, wenn man, statt das Volum des Gases zu verdoppeln, es durch Zusammendrückung auf die Hälfte bringt.

Die Wärmemenge, welche die elastischen Flüssigkeiten bei ihren Volumänderungen entwickeln oder verschlucken, ist niemals durch irgend einen directen Versuch gemessen worden, welcher jedenfalls sehr grosse Schwierigkeiten machen würde. Wohl aber ist eine Angabe vorhanden, welche für uns fast gleichwerthig ist: diese Angabe wird von der Theorie des Schalles geliefert, und verdient ein grosses [43] Vertrauen wegen der Strenge der Betrachtungen, durch welche man sie hat feststellen können. Sie besteht in folgendem:

Die atmosphärische Luft muss sich um  $1^{\circ}$  C. erwärmen, wenn sie durch eine plötzliche Zusammendrückung eine Volumverminderung von  $\frac{1}{118}$  erfährt\*).

Da die Versuche über die Geschwindigkeit des Schalles in der Luft unter dem Drucke von 760 mm Quecksilber und bei einer Temperatur von  $6^{\circ}$  gemacht worden sind, so kann sich unsere Angabe nur auf diese Umstände beziehen. Der Erleichterung wegen beziehen wir sie indessen auf die wenig abweichende Temperatur von  $0^{\circ}$ .

Die um  $\frac{1}{118}$  zusammengepresste und dadurch um  $1^{\circ}$  erwärmte Luft ist nur durch ihre Dichte von der unmittelbar auf  $1^{\circ}$  erwärmten Luft verschieden. Wird das ursprüngliche Volum gleich  $V$  gesetzt, so reducirt die Zusammendrückung um  $\frac{1}{118}$  dasselbe auf  $V - \frac{1}{118} V$ .

[44] Die directe Erwärmung unter constantem Druck muss nach der Regel von Hrn. *Gay-Lussac* das Volum der Luft um  $\frac{1}{267}$  des Volums bei  $0^{\circ}$  vermehren<sup>7)</sup>: die Luft ist demnach einerseits auf das Volum  $V - \frac{1}{118} V$  reducirt, andererseits auf  $V + \frac{1}{267} V$  gebracht.

Der Unterschied zwischen den Wärmemengen, welche die Luft in einem und dem anderen Falle enthält, ist offenbar die Wärme, welche zu seiner unmittelbaren Temperaturerhöhung

---

\*) Hr. *Poisson*, dem wir diese Angabe verdanken, hat gezeigt, dass sie recht gut mit dem Ergebniss eines Versuches der Herren *Clément* und *Desormes* über den Wiedereintritt der Luft in den leeren Raum, oder vielmehr in etwas verdünnte Luft übereinstimmt. Sie stimmt auch einigermaassen mit einem gewissen, von *Gay-Lussac* und *Welter* (vgl. die Anmerkung S. 35), gefundenen Resultat.

um 1° erforderlich ist; somit ist die Wärmemenge, welche die Luft beim Uebergang vom Volum  $V - \frac{1}{116} V$  auf das Volum  $V + \frac{1}{267} V$  verschlucken würde, der gleich, welche zu ihrer Temperaturerhöhung um 1° erforderlich ist.

Stellen wir uns jetzt vor, dass wir die Luft, statt sie bei der Erwärmung um 1° sich frei ausdehnen zu lassen, in eine starre Hülle einschliessen, und sie in diesem Zustande die Temperatur von 1° annehmen lassen. Die so um 1° erwärmte Luft ist von der um  $\frac{1}{116}$  verdichteten nur um ihr um  $\frac{1}{116}$  grösseres Volum verschieden. Somit ist die Wärmemenge, welche das Gas durch eine Volumverminderung von  $\frac{1}{116}$  abgibt, gleich der, welche sie zur Erwärmung um 1° C. bei constantem Volum verbrauchen würde. Da die Differenzen zwischen den Volummen [45]  $V - \frac{1}{116} V$  und  $V$ , sowie zwischen  $V$  und  $V + \frac{1}{267} V$  relativ zu den Volummen selbst klein sind, darf man die Wärmemengen, welche von der Luft beim Uebergang von dem ersten dieser Volume zum zweiten, sowie vom ersten zum dritten aufgenommen werden, als nahezu den Volumänderungen selbst proportional betrachten; es ergibt sich daher die folgende Beziehung:

Die Wärmemenge, welche zur Erwärmung der Luft um 1° bei constantem Druck erforderlich ist, steht zu der, welche zur Erwärmung derselben Luft um 1° bei constantem Volum erforderlich ist, im Verhältniss der Zahlen

$$\frac{1}{116} + \frac{1}{267} \text{ zu } \frac{1}{116}$$

oder, wenn man beiderseits mit  $116 \times 267$  multiplicirt, im Verhältniss der Zahlen  $267 + 116$  zu  $267$ .

Dies ist somit das Verhältniss, welches zwischen der Capacität der Luft für Wärme bei constantem Druck, und seiner Capacität bei constantem Volum besteht. Setzt man die erste dieser Capacitäten gleich Eins, so wird die andere gleich der Zahl  $\frac{267}{267 + 116}$  oder nahezu gleich 0.700; der Unterschied  $1 - 0.700$ , oder 0.300 stellt offenbar die Menge der Wärme dar, welche zur Hervorbringung der [46] Volumvermehrung der Luft erforderlich ist, wenn sie um 1° bei constantem Druck erwärmt wird.

Nach dem Gesetz von Hrn. *Gay-Lussac* und *Dalton* würde diese Volumvermehrung die gleiche für alle anderen Gase sein; nach dem auf S. 25 bewiesenen Satze ist die durch gleiche Volumvergrößerungen verschluckte Wärme die gleiche für alle elastischen Flüssigkeiten: wir werden somit zu folgendem Satze geführt.

cf. Planck, *Thermo-*  
*dyn.* 1897, p.  
 4, An. 85.

Der Unterschied zwischen der specifischen Wärme bei constantem Druck und der specifischen Wärme bei constantem Volum ist dieselbe für alle Gase.

Es ist hierbei zu bemerken, dass alle Gase unter gleichem Druck, beispielsweise dem der Atmosphäre vorausgesetzt sind, und dass im Uebrigen ihre specifischen Wärmen mit Bezug auf das Volum gemessen sind.

Es ist nunmehr nichts leichter, als eine Tabelle der specifischen Wärmen der Gase bei constantem Volum zu entwerfen, soweit wir von ihrer specifischen Wärme bei constantem Druck Kenntniss haben. Wir theilen hier diese Tabelle mit, deren erste Spalte das Ergebniss der Versuche von Hrn. *Delaroche* und *Bérard* über die specifische Wärme der Gase bei [47] dem Druck der Atmosphäre enthält, und deren zweite Spalte aus den Zahlen der ersten, vermindert um 0.300 gebildet wird.

Tabelle der specifischen Wärme der Gase.

Name des Gases	Spec. Wärme bei const. Druck	Spec. Wärme bei const. Volum
Atmosphärische Luft	1.000	0.700
Wasserstoffgas	0.903	0.603
Kohlensäure	1.258	0.958
Sauerstoff	0.976	0.676
Stickstoff	1.000	0.700
Stickstoffoxydul	1.350	1.050
Oelbildendes Gas	1.553	1.253
Kohlenoxyd	1.034	0.734

Die Zahlen der ersten und zweiten Spalte sind hier auf dieselbe Einheit, die specifische Wärme der Luft unter constantem Druck bezogen<sup>8)</sup>.

[48] Da der Unterschied zwischen den Zahlen der ersten Spalte und den entsprechenden der zweiten constant ist, so muss das Verhältniss zwischen ihnen verschieden sein; somit gilt: das Verhältniss zwischen der specifischen Wärme bei constantem Druck und der specifischen Wärme bei constantem Volum ändert sich, wenn man von einem Gas zum anderen übergeht.

Wir haben gesehen, dass die Luft, wenn sie eine plötzliche Verdichtung um  $\frac{1}{16}$  ihres Volums erfährt, sich um 1° erwärmt. Auch die anderen Gase müssen durch eine gleiche Compression sich erwärmen, aber nicht in gleichem Maasse: sie müssen im

umgekehrten Verhältniss ihrer specifischen Wärmen bei constantem Volum ihre Temperatur erhöhen. Denn da nach der Annahme die Volumverminderung stets den gleichen Werth hat, so müssen auch die durch diese Verminderung hervorgebrachten Wärmemengen stets gleich sein, und müssen demnach Temperaturerhöhungen bewirken, welche nur von der specifischen Wärme, welche das Gas nach seiner Zusammendrückung hat, abhängen und sich offenbar umgekehrt wie die specifischen Wärmen verhalten. Es ist demnach leicht, eine Tabelle der Temperaturerhöhungen zu entwerfen, welche die verschiedenen Gase durch eine Compression um  $\frac{1}{16}$  erfahren. Wir erhalten: [49]

Tabelle der Temperaturerhöhungen der Gase durch die Wirkung der Compression.

Name der Gase	Temperaturerhöhung durch eine Volumverminderung um $\frac{1}{16}$
Atmosphärische Luft	1.000°
Wasserstoffgas	1.160
Kohlensäure	0.730
Sauerstoff	1.035
Stickstoff	1.000
Stickoxydul	0.667
Oelbildendes Gas	0.558
Kohlenoxyd	0.955

Eine neue Zusammendrückung um  $\frac{1}{16}$  (des veränderten Volums) würde, wie wir bald sehen werden, die Temperatur dieser Gase um einen Betrag erhöhen, welcher dem ersten sehr nahe gleich wäre; für die dritte, vierte, zehnte ähnliche Zusammendrückung würde dies aber nicht mehr gelten. Die Capacität der Gase für die Wärme ändert sich mit dem Volum; es ist sehr wahrscheinlich, dass sie sich auch mit der Temperatur ändert.

[50] Wir wollen nunmehr aus dem S. 23 ausgesprochenen allgemeinen Satze ein zweites Theorem ableiten, welches eine Ergänzung des soeben bewiesenen ist.

Wir denken uns, dass das im cylindrischen Raum  $abcd$  enthaltene Gas (Fig. 2) in den Raum  $a'b'c'd'$  (Fig. 3) von gleicher Höhe aber anderer, und zwar grösserer Grundfläche übergeführt würde: das Gas vermehrt sein Volum und vermindert seine Dichte und elastische Kraft im umgekehrten Verhältniss der



beiden Volume  $abcd$  und  $a'b'c'd'$ . Was den gesammten Druck anlangt, welcher auf jeden Kolben  $cd$ ,  $c'd'$  ausgeübt wird, so wird er beiderseits derselbe sein, weil die Flächeninhalte der Kolben sich unmittelbar wie die Volume verhalten.

Wir nehmen nun an, dass man an dem in  $a'b'c'd'$  enthaltenen Gas die auf S. 24 beschriebenen Operationen ausführt, wie sie für das in  $abcd$  enthaltene Gas ausgeführt worden waren, d. h. wir nehmen an, dass wir dem Kolben  $c'd'$  Bewegungen ertheilen, deren Weite denen des Kolbens  $cd$  gleich ist, indem man ihn folgeweise die Stellungen  $c'd'$ , entsprechend  $cd$  und  $e'f'$ , entsprechend  $ef$  ertheilt, wobei man gleichzeitig das Gas mittelst der Körper  $A$  und  $B$  dieselben Temperaturänderungen erleiden lässt, wie als es in  $abcd$  eingeschlossen war: alsdann wird die ganze auf den Kolben ausgeübte Kraft in beiden Fällen stets [51] für entsprechende Augenblicke die gleiche sein. Dies folgt allein aus dem Gesetz von *Mariotte* \*): denn da in der That die Dichten beider Gase bei analogen Lagen des Kolbens stets in demselben Verhältniss stehen, und die Temperaturen beiderseits stets die gleichen sind, so bewahren die auf die beiden Kolben ausgeübten Gesamtdrucke stets das gleiche Verhältniss untereinander. Ist dies Verhältniss in einem beliebigen Augenblick das der Gleichheit, so werden die Drucke stets gleich sein.

Da weiterhin die Bewegungen der beiden [52] Kolben durch gleiche Strecken gehen, so wird die bewegende Kraft offenbar beiderseits die gleiche sein: woraus man nach dem Satz auf S. 23 schliessen kann, dass die beiderseits gebrauchten Wärmemengen dieselben sind, d. h. dass in beiden Fällen vom Körper  $A$  nach dem Körper  $B$  die gleiche Wärmemenge übergeht.

---

\*) Das Gesetz von *Mariotte*, auf welches wir uns hier zum Behufe unseres Beweises stützen, ist eines der bestbewiesenen physikalischen Gesetze. Es hat mehreren durch die Erfahrung bestätigten Theorien als Grundlage gedient, wodurch umgekehrt wieder die Gesetze bewiesen sind, auf denen sie beruhen. Man kann weiter als eine werthvolle Bestätigung der Gesetze von *Mariotte*, sowie von Hrn. *Gay-Lussac* und *Dalton* für ein grosses Temperaturgebiet die Versuche von *Dulong* und *Petit* anführen (*Ann. de phys. et de chim.* 7, 122, 1818). Auch lassen sich die neueren Versuche von Hrn. *Davy* und *Faraday* anführen.

Die hier abgeleiteten Sätze werden vielleicht nicht genau sein, wenn man sie ausserhalb bestimmter Grenzen der Dichte oder der Temperatur anwendet; sie dürfen nur innerhalb des Gebietes als richtig angesehen werden, für welches die Gesetze von *Mariotte* und Hrn. *Gay-Lussac* und *Dalton* ihrerseits als gültig erwiesen sind.

Die dem Körper  $A$  entzogene und dem Körper  $B$  abgegebene Wärme ist nun nichts, als die durch die Verdünnung des Gases aufgenommene und in der Folge durch die Compression entbundene Wärme. Wir werden somit zur Aufstellung des folgenden Satzes geführt:

Wenn eine elastische Flüssigkeit ohne Temperaturänderung vom Volum  $U$  zu dem Volum  $V$  übergeht, und eine gleiche Gewichtsmenge desselben Gases geht bei derselben Temperatur vom Volum  $U'$  zu dem Volum  $V'$  über, so sind, wenn  $U'$  und  $V'$  in demselben Verhältniss stehen, wie  $U$  und  $V$ , die in beiden Fällen aufgenommenen oder abgegebenen Wärmemengen dieselben.

Dieser Satz kann in anderer Weise wie folgt ausgesprochen werden:

Aendert ein Gas ohne Temperaturänderung sein Volum, so stehen die aufgenommenen oder abgegebenen Wärmemengen in arithmetischer Reihe, wenn die [53] Zu- oder Abnahmen des Volums in geometrischer Reihe stehen.

$a = T \log v$   
f. p. 44

Comprimirt man ein Liter Luft, welche bei der Temperatur von  $10^{\circ}$  erhalten wird, bis auf  $\frac{1}{2}$  Liter, so entwickelt sich eine gewisse Wärmemenge. Diese Menge wird stets dieselbe sein, wenn man weiter das Volum von  $\frac{1}{2}$  Liter auf  $\frac{1}{4}$  Liter, von  $\frac{1}{4}$  Liter auf  $\frac{1}{8}$  Liter und so fort reducirt.

Wenn man, statt die Luft zusammenzudrücken, sie folgerweise auf 2 Liter, 4 Liter, 8 Liter bringt, so muss man ihr stets gleiche Wärmemengen zuführen, um die Temperatur auf gleicher Höhe zu erhalten<sup>9)</sup>.

Dies giebt leicht Rechenschaft von der erhöhten Temperatur, auf welche die Luft durch eine schnelle Zusammenpressung gelangt. Es ist bekannt, dass diese Temperatur genügt, um Zunder zu entzünden, und sogar um die Luft leuchtend zu machen. Nimmt man für den Augenblick an, dass die spezifische Wärme der Luft ungeachtet der Aenderungen des Volums und der Temperatur constant sei, so wird die Temperatur in arithmetischer Reihe wachsen, wenn das Volum in geometrischer Reihe verkleinert wird. Gehen wir hiervon aus und nehmen an, dass ein Grad Temperaturerhöhung einer Zusammendrückung um  $\frac{1}{118}$  entspricht, so gelangt man leicht zu dem Schlusse, dass die auf [54]  $\frac{1}{118}$  ihres ursprünglichen Volums gebrachte Luft eine

Temperaturerhöhung von  $300^{\circ}$  erfährt, was zur Entzündung des Zunders ausreicht\*).

[55] Die Temperaturerhöhung muss offenbar noch erheblicher werden, wenn die Capacität der Luft für die Wärme in dem Maasse kleiner wird, wie das Volum abnimmt: dies ist aber wahrscheinlich und scheint sogar aus den Versuchen von Hrrn. *Delaroche* und *Bérard* über die specifische Wärme der Luft bei verschiedenen Dichtigkeiten zu folgen. (Siehe die Abhandlung in den *Annales de chimie*, 85, 72 und 224.)

Die beiden auf S. 25 und 31 ausgesprochenen Lehrsätze genügen, um die bei den Volumänderungen der elastischen Flüssigkeiten aufgenommenen oder abgegebenen Wärmemengen miteinander zu vergleichen, welches auch die Dichtigkeit und die chemische Natur derselben sei, vorausgesetzt, dass sie bei einer bestimmten unveränderlichen Temperatur genommen und erhalten werden, aber die Lehrsätze liefern kein Mittel, die Wärmemengen miteinander zu vergleichen, welche von elastischen Flüssigkeiten, welche Volumänderungen erfahren, bei verschiedenen Temperaturen entwickelt oder aufgenommen werden. So wissen wir nicht, welches Verhältniss zwischen der Wärme, welche ein Liter Luft beim Zusammendrücken auf die Hälfte des Volums bei  $0^{\circ}$  entwickelt und der besteht, welche dasselbe Liter Luft bei derselben Volumverminderung auf die Hälfte bei  $100^{\circ}$  entwickelt. Die Kenntniss dieses Verhältnisses ist mit der

\*) Wird das Volum um  $\frac{1}{11\frac{5}{8}}$  verkleinert, d. h. geht es auf  $\frac{1}{11\frac{5}{8}}$  seines Anfangswerthes herab, so steigt die Temperatur um  $1^{\circ}$ .

Eine weitere Verkleinerung um  $\frac{1}{11\frac{5}{8}}$  bringt das Volum auf  $(\frac{1}{11\frac{5}{8}})^2$ , und die Temperatur muss um einen weiteren Grad steigen.

Nach  $x$  ähnlichen Volumverminderungen wird das Volum  $(\frac{1}{11\frac{5}{8}})^x$  und die Temperatur steigt um  $x$  Grade.

Setzt man  $(\frac{1}{11\frac{5}{8}})^x = \frac{1}{4}$  und nimmt man beiderseits die Logarithmen, so folgt

$$x = 300^{\circ}$$

ungefähr.

Setzt man  $(\frac{1}{11\frac{5}{8}})^x = \frac{1}{2}$ , so findet man

$$x = 80^{\circ}$$

woraus hervorgeht, dass die Luft sich bei der Compression auf die Hälfte ihres Volums sich um  $80^{\circ}$  erwärmt.

Alles dies ist von der Annahme abhängig, dass die specifische Wärme der Luft sich trotz der Volumverminderung nicht ändert; wenn man aber nach den weiter unten (S. 34 und 36) dargelegten Gründen annimmt, dass die auf die Hälfte ihres Volums gebrachte Luft ihre specifische Wärme im Verhältniss 700 zu 616 vermindert, so muss die Zahl  $80^{\circ}$  mit  $\frac{700}{616}$  multiplicirt werden, wodurch sie auf  $90^{\circ}$  steigt.

der [56] specifischen Wärme der Gase bei verschiedenen Temperaturen und mit einigen anderen Daten verknüpft, welche die Physik uns noch geliefert hat.

Unser zweites Theorem giebt uns ein Mittel, zu erfahren, nach welchem Gesetz die specifische Wärme der Gase sich mit ihrer Dichte ändert.

Wir nehmen an, dass die auf S. 24 beschriebenen Operationen, statt zwischen zwei Körpern  $A$  und  $B$  von unendlich wenig verschiedener Temperatur abzulaufen, zwischen zwei Körpern vor sich gehen, deren Temperaturen um eine endliche Grösse, etwa  $1^\circ$ , verschieden sind. Bei einem geschlossenen Kreise von Operationen liefert der Körper  $A$  der elastischen Flüssigkeit eine bestimmte Wärmemenge, welche in zwei Theile zerlegt werden kann: 1. die, welche zur Constanterhaltung der Temperatur des Gases während der Ausdehnung erforderlich ist; 2. die, welche zur Erwärmung des Gases von der Temperatur des Körpers  $B$  auf die des Körpers  $A$  nöthig ist, wenn man es auf sein früheres Volum bringt und alsdann in Berührung mit dem Körper  $A$  setzt. Nennen wir die erste dieser Wärmemengen  $a$  und die zweite  $b$ , so ist der gesammte vom Körper  $A$  gelieferte Wärmestoff durch  $a + b$  gegeben.

Der vom Gase auf den Körper  $B$  übertragene Wärmestoff lässt sich gleichfalls in zwei Theile sondern: einen,  $b'$  von der Abkühlung des Gases durch den Körper  $B$ , den anderen  $a'$ , welchen das Gas durch die Wirkung [57] seiner Volumabnahme hergiebt. Die Summe beider Grössen ist  $a' + b'$ ; sie muss gleich  $a + b$  sein, weil nach einem vollständigen Kreise von Operationen das Gas genau in seinen ursprünglichen Zustand zurückgeführt ist. Es hat alle Wärme abgeben müssen, welche ihm vorher geliefert worden war<sup>10</sup>). Wir haben daher

$$a + b = a' + b'$$

oder

$$a - a' = b' - b.$$

Nun sind nach dem Satze von S. 31 die Grössen  $a$  und  $a'$  unabhängig von der Dichte des Gases, falls nur seine Gewichtsmenge dieselbe bleibt und die Volumänderungen dem ursprünglichen Volum proportional sind. Die Differenz  $a - a'$  muss denselben Bedingungen entsprechen, und somit auch die Differenz  $b' - b$ , welche ihr gleich ist. Nun ist aber  $b'$  der zur Erwärmung des in  $abcd$  (Fig. 2) eingeschlossenen Gases erforderliche Wärmestoff,  $b'$  ist der Wärmestoff, welchen das Gas verliert,

wenn es, in *abef* eingeschlossen, sich um einen Grad abkühlt: diese Grössen können als Maass der specifischen Wärmen gelten. Wir sind somit dahin gelangt, den folgenden Satz auszusprechen:

Die in einem Gase durch eine Volumänderung hervorgebrachte Aenderung der specifischen Wärme hängt ausschliesslich nur vom Verhältniss des ursprünglichen Volums zum geänderten ab. Das heisst, dass der Unterschied der specifischen Wärme [58] nicht von der absoluten Grösse der Volume abhängt, sondern nur von ihrem Verhältniss.

Dieser Satz kann auch in folgender Form ausgesprochen werden:

Vermehrt ein Gas sein Volum in geometrischer Reihe, so wächst seine specifische Wärme in arithmetischer Reihe.

Ist also  $a$  die specifische Wärme der Luft bei einer gegebenen Dichte,  $a + h$  ihre specifische Wärme bei einer halb so grossen Dichte, so wird sie für eine Dichte gleich einem Viertel  $a + 2h$ , für eine Dichte gleich einem Achtel  $a + 3h$  betragen und so fort.

Die specifischen Wärmen sind hier auf das Gewicht bezogen. Sie gelten für constantes Volum; jedoch folgen sie, wie man sieht, denselben Gesetzen wie die specifischen Wärmen für constanten Druck.

Und auf welche Ursache ist in der That der Unterschied zwischen den specifischen Wärmen bei constantem Volum und bei constantem Druck zurückzuführen? Auf den Wärmestoff, welcher im zweiten Falle zur Vermehrung des Volums erforderlich ist. Nun muss nach dem *Mariotte'schen*<sup>11)</sup> Gesetze die Volumvermehrung eines Gases für eine gegebene Temperaturveränderung ein bestimmter Bruchtheil des ursprünglichen Volums sein, welcher vom Druck unabhängig ist. Nach dem auf S. 31 ausgesprochenen Theorem ist, wenn das Verhältniss zwischen dem ursprünglichen Volum [59] und dem veränderten gegeben ist, hierdurch die zur Volumvermehrung erforderliche Wärme bestimmt. Sie hängt ausschliesslich von diesem Verhältniss und der Gewichtsmenge des Gases ab. Man muss daher schliessen:

Der Unterschied zwischen der specifischen Wärme bei constantem Druck und der specifischen Wärme bei constantem Volum ist stets derselbe, unabhängig

*g. p. 45*  
*g. p. 45*

von der Dichtigkeit des Gases, wenn die Gewichtsmenge desselben die gleiche bleibt.

Diese specifischen Wärmen nehmen beide zu, wenn die Dichtigkeit des Gases abnimmt; ihr Unterschied bleibt aber unverändert\*).

[60] Da der Unterschied der beiden Wärmecapacitäten constant ist, so muss, wenn eine in arithmetischer Reihe wächst, die andere einer ähnlichen Reihe folgen; unser Gesetz ist somit auch auf die specifischen Wärmen bei constantem Druck anwendbar.

Wir haben stillschweigend die Vermehrung der specifischen Wärme mit der des Volums angenommen. Diese Vermehrung folgt aus den Versuchen von Hrn. *Delaroche* und *Bérard*, denn diese Physiker haben in der That 0.967 für die specifische Wärme der Luft unter dem Drucke von 1 m Quecksilber gefunden (vgl. die erwähnte Abhandlung), indem sie als Einheit die specifische Wärme des gleichen Gewichtes Luft unter dem Druck von 0.760 m angenommen haben.

Nach dem Gesetz, welchem die specifischen Wärmen bezuglich des Druckes folgen, reicht es aus [61], wenn sie für zwei bestimmte Fälle gemessen sind, um sie für alle möglichen Fälle zu berechnen: auf diese Weise ist auf Grundlage des oben erwähnten Ergebnisses des Experiments von Hrn. *Delaroche* und

---

\*) Hr. *Gay-Lussac* und *Welter* haben durch unmittelbare Versuche (erwähnt in der *Mécanique céleste* und in den *Annales de physique et de chimie*, juillet 1822, S. 267) gefunden, dass das Verhältniss zwischen der specifischen Wärme bei constantem Druck und der specifischen Wärme bei constantem Volum sehr wenig sich mit der Dichte des Gases ändert. Nach dem oben Dargelegten muss der Unterschied constant bleiben, und nicht das Verhältniss. Da übrigens die specifische Wärme der Gase für ein gegebenes Gewicht nur sehr wenig sich mit der Dichte ändert, so ist es einleuchtend, dass das Verhältniss seinerseits nur kleine Aenderungen erfährt.

Das Verhältniss zwischen der specifischen Wärme der atmosphärischen Luft bei constantem Druck und constantem Volum ist nach *Gay-Lussac* und *Welter* 1.3748, welche Zahl sehr nahe constant für alle Drucke [60] und selbst für alle Temperaturen gefunden wurde. Durch andere Betrachtungen sind wir zu der Zahl  $\frac{267 + 116}{287} = 1.44$  gelangt, welche um  $\frac{1}{7}$  davon verschieden ist, und wir haben uns dieser Zahl bedient, um eine Tabelle der specifischen Wärmen bei constantem Volum zu entwerfen: man darf daher diese Tabelle nicht als sehr genau ansehen, und ebensowenig die Tabelle auf S. 36. Diese Tabellen sind wesentlich dazu bestimmt, die Gesetze anschaulich zu machen, denen die luftförmigen Flüssigkeiten folgen.

*Bérard* die nachstehende Tabelle der specifischen Wärme der Luft unter verschiedenen Drucken berechnet worden.

Druck in Atmosphären	Spec. Wärme, die der Luft unter Atmosphären- druck = 1 gesetzt	Druck in Atmosphären	Spec. Wärme, die der Luft unter Atmosphären- druck = 1 gesetzt
$\frac{1}{1024}$	1.840	1	1.000
$\frac{1}{512}$	1.756	2	0.916
$\frac{1}{256}$	1.672	4	0.832
$\frac{1}{128}$	1.588	8	0.748
$\frac{1}{64}$	1.504	16	0.664
$\frac{1}{32}$	1.420	32	0.580
$\frac{1}{16}$	1.336	64	0.496
$\frac{1}{8}$	1.256	128	0.412
$\frac{1}{4}$	1.165	256	0.328
$\frac{1}{2}$	1.084	512	0.244
1	1.000	1024	0.160

[62] Die erste Spalte ist, wie man sieht, eine geometrische Reihe, und die zweite eine arithmetische Reihe.

Wir haben die Tabelle bis auf extreme Verdichtungen und Verdünnungen ausgedehnt. Es ist anzunehmen, dass die Luft, bevor sie eine Dichte annähme, die um das 1024fache ihre gewöhnliche übertrifft, d. h. bevor sie dichter würde, als das Wasser, sich vorher verflüssigen würde. Die specifischen Wärmen würden Null, und selbst negativ werden, wenn man die Tabelle über das letzte Glied hinaus verlängert. Wir glauben übrigens, dass die Zahlen der zweiten Spalte in zu schneller Progression abnehmen. Die Versuche, welche unserer Rechnung zu Grunde gelegt sind, erstrecken sich über ein zu enges Gebiet, als dass man eine grosse Genauigkeit der erhaltenen Zahlen, insbesondere bei den extremen Werthen, erwarten dürfte.

Da wir nunmehr einerseits das Gesetz kennen, nach welchem sich die Wärme bei der Compression entwickelt, und andererseits das, nach welchem die specifische Wärme sich mit dem Volum ändert, wird es uns leicht sein, die Temperaturerhöhungen eines Gases zu berechnen, welches man zusammendrückt, ohne dass es Wärmestoff verlieren kann. Man kann nämlich die Wirkung der Compression in zwei aufeinander folgende Operationen zerlegt denken: [63] 1. Compression bei constanter Temperatur, 2. Zuführung der entwickelten Wärme.

Die Temperatur steigt infolge der zweiten Operation im umgekehrten Verhältniss der specifischen Wärme, welche das Gas nach seiner Compression besitzt, und welche wir mittelst des oben bewiesenen Gesetzes berechnen können. Die bei der Compression entwickelte Wärme muss nach dem Theorem auf S. 31 durch einen Ausdruck von der Form  $s = A + B \log v$  dargestellt werden, wo  $s$  diese Wärme,  $v$  das Volum des Gases nach der Compression und  $A$  und  $B$  willkürliche Constanten sind, deren Werth vom ursprünglichen Volum des Gases, seinem Druck und den gewählten Einheiten abhängt.

Die specifische Wärme, welche sich mit dem Volum nach dem oben bewiesenen Gesetz ändert, muss durch einen Ausdruck von der Gestalt  $z = A' + B' \log v$  dargestellt werden, wo die willkürlichen Constanten  $A'$  und  $B'$  von  $A$  und  $B$  verschieden sind.

Die Temperaturzunahme, welche das Gas durch die Wirkung des Druckes erfährt, ist proportional dem Verhältniss  $\frac{s}{z}$ , oder dem Verhältniss  $\frac{A + B \log v}{A' + B' \log v}$ . Sie kann auch durch dieses Verhältniss selbst dargestellt werden; nennt man dieses  $t$ , so hat man demnach  $t = \frac{A + B \log v}{A' + B' \log v}$ . Ist das ursprüngliche Volum des Gases [64] gleich 1 und die ursprüngliche Temperatur  $0^\circ$ , so ist gleichzeitig  $t = 0$ ,  $\log v = 0$ , woraus  $A = 0$ . Alsdann bedeutet  $t$  nicht nur die Temperaturzunahme, sondern unmittelbar die Temperatur oberhalb des Nullpunktes selbst.

Die eben gegebene Formel darf nicht als für sehr grosse Volumänderungen der Gase gültig angesehen werden. Wir haben die Erhöhung der Temperatur umgekehrt proportional der specifischen Wärme angenommen, was implicite die Constanz der specifischen Wärmen bei allen Temperaturen voraussetzt. Beträchtliche Volumänderungen bringen beträchtliche Temperaturänderungen des Gases mit sich, und nichts beweist uns die Constanz der specifischen Wärmen bei verschiedenen Temperaturen, namentlich solchen, die von einander sehr weit entfernt sind. Diese Constanz ist nur eine Hypothese, die für Gase nach der Analogie angenommen wird, nachdem sie einigermassen für feste und flüssige Körper innerhalb eines bestimmten Umfangs der Thermometerskala bewährt worden ist, deren Ungenauigkeit aber, falls man sie auf Temperaturen weit über  $100^\circ$  anwenden



wollte, durch die Versuche von *Dulong* und *Petit* erwiesen ist<sup>\*)</sup>. 12)

[65] Nach einem von Hrn. *Clément* und *Désormes* [66] auf Grund unmittelbarer Versuche festgestellten Gesetz enthält der Wasserdampf in gleichem Gewicht stets dieselbe Wärmemenge, bei welchem Druck er auch gebildet sein mag, oder, was auf dasselbe herauskommt, wenn Wasserdampf ohne Wärmeverlust mechanisch zusammengepresst oder ausgedehnt wird, so wird der Dampf sich stets in gesättigtem Zustande befinden, wenn er sich ursprünglich in diesem Zustande befunden hatte. Der Wasserdampf in diesem Zustande muss demnach als ein permanentes Gas angesehen werden und allen Gesetzen desselben folgen. Folglich muss die Formel

$$t = \frac{A + B \log v}{A' + B' \log v}$$

\*) Ein Grund, die Constanz der specifischen Wärmen der Körper bei verschiedenen [65] Temperaturen a priori anzunehmen, d. h. anzunehmen, dass gleiche Wärmemengen gleiche Temperaturerhöhungen der Körper hervorbringen, ist nicht ersichtlich, selbst wenn dieser Körper weder seinen Zustand noch seine Dichte änderte, wie z. B. eine elastische Flüssigkeit in einer starren Hülle. Unmittelbare Versuche an festen und flüssigen Körpern hatten erwiesen, dass zwischen 0° und 100° gleiche Wärmemengen sehr annähernd gleiche Temperaturerhöhungen hervorbringen, aber die neuesten Versuche von Hrn. *Dulong* und *Petit* (Ann. de chim. et de phys. févr., mars, avr. 1818) haben gezeigt, dass diese Beziehung bei erheblich über 100° gelegenen Temperaturen nicht mehr gilt, gleichgültig, ob diese Temperaturen mit dem Quecksilber- oder mit dem Luftthermometer gemessen werden.

Die specifischen Wärmen bleiben nicht nur nicht gleich bei verschiedenen Temperaturen, sondern sie bleiben ausserdem nicht in demselben Verhältniss, so dass keine Thermometerscala die gleichzeitige Constanz sämtlicher specifischen Wärmen ergeben kann. Es wäre interessant gewesen, festzustellen, ob dieselben Unregelmässigkeiten auch bei gasförmigen Stoffen bestehen bleiben, doch bieten hier die Versuche fast unübersteigliche Schwierigkeiten.

Die Unregelmässigkeiten der specifischen Wärmen der festen Körper können nach unserer Meinung der latenten, zum Zweck einer beginnenden Schmelzung, einer Erweichung, welche sich bei der Mehrzahl [66] dieser Körper lange vor der vollständigen Schmelzung bemerklich macht, verbrauchten Wärme zugeschrieben werden. Man kann diese Vermuthung durch die folgende Bemerkung stützen: nach den Versuchen von Hrn. *Dulong* und *Petit* selbst ist die Zunahme der specifischen Wärme mit der Temperatur schneller bei festen, als bei flüssigen Körpern, obwohl diese eine grössere Ausdehnung zeigen. Die eben dargelegte Ursache der Unregelmässigkeiten würde, wenn sie thatsächlich besteht, bei Gasen verschwinden.

auf ihn gleich anwendbar sein, und sich mit der Tabelle der Spannungen, welche aus den unmittelbaren Versuchen des Hrn. Dalton folgt, im Einklang befinden.

Man kann sich vergewissern, dass unsere Formel bei einer passenden Bestimmung der Constanten in sehr angenäherter Weise die Ergebnisse der Versuche wiedergiebt. Die [67] kleinen Abweichungen, welche man dabei antrifft, überschreiten nicht diejenigen, welche vernünftigerweise den Fehlern der Beobachtung zugeschrieben werden können\*).

\*) Um die willkürlichen Constanten  $A, B, A', B'$  nach Werthen aus der Tabelle des Hrn. Dalton zu bestimmen, muss man mit der Berechnung des Volums des Dampfes nach seinem Druck und seiner Temperatur beginnen, was leicht mittelst der Gesetze von *Mariotte* und von Hrn. *Gay-Lussac* ausführbar ist, indem die Gewichtsmenge des Dampfes als unveränderlich angenommen wird.

Das Volum ist gegeben durch die Gleichung

$$v = c \frac{267 + t}{p}$$

wo  $v$  das Volum,  $t$  die Temperatur,  $p$  der Druck und  $c$  eine Constante ist, welche vom Gewicht des Dampfes und von den gewählten Einheiten abhängt.

Folgendes ist die Tabelle der von einem Gramm Dampf bei verschiedenen Temperaturen und dementsprechend verschiedenen Drucken eingenommenen Volume.

$t$ oder Temperatur in Centigraden	$p$ oder Spannung des Dampfes in Millimetern Quecksilber	$v$ oder Volum eines Gramms Dampf in Litern
0°	5.060	185
20°	17.32	58.2
40°	53.00	20.4
60°	144.6	7.96
80°	352.1	3.47
100°	760.0	1.70

Die beiden ersten Spalten dieser Tabelle sind [68] dem *Traité de Physique* von Hrn. *Biot* (I, 272 und 531) entnommen. Die dritte ist mittelst der obigen Formel und nach dem Erfahrungsergebnis berechnet worden, dass das unter Atmosphärendruck verdampfte Wasser einen 1700fach grösseren Raum einnimmt, als im flüssigen Zustande.

Benutzt man die drei ersten Zahlen der ersten und die entsprechenden der dritten Columne, so kann man leicht die Constanten unserer Gleichung

$$t = \frac{A + B \log v}{A' + B' \log v}$$

bestimmen. Wir gehen nicht auf die Einzelheiten der erforderlichen Rechnungen ein; es genügt die Angabe, dass die folgenden Werthe

[68] Wir kommen hier auf unseren Hauptgegenstand, von dem wir uns schon zu sehr entfernt hatten, die bewegende Kraft der Wärme, zurück.

Wir haben gezeigt, dass die Menge der bewegenden Kraft [69], welche durch den Transport des Wärmestoffes von einem Körper zum anderen entwickelt wird, ausschliesslich von den Temperaturen dieser Körper abhängt, aber wir haben die Beziehung zwischen diesen Temperaturen und der Menge der bewegenden Kraft nicht angegeben. Es erscheint zunächst ziemlich naturgemäss, anzunehmen, dass für gleiche Temperaturunterschiede die Mengen der bewegenden Kraft gleich sind, dass z. B. der Uebergang einer gegebenen Menge Wärmestoff von einem bei  $100^\circ$  erhaltenen Körper  $A$  auf einen bei  $50^\circ$  befindlichen Körper  $B$  ebensoviel bewegende Kraft entstehen lasse, wie der Uebergang desselben Wärmestoffs von einem auf  $50^\circ$  erhaltenen Körper  $B$  auf einen bei  $0^\circ$  erhaltenen Körper  $C$ . Ein derartiges Gesetz wäre zweifellos sehr merkwürdig, doch sind genügende Gründe nicht ersichtlich, um es a priori anzunehmen. Wir wollen durch strenge Ueberlegungen seine Realität untersuchen. Nehmen wir an, die auf S. 24 beschriebenen Operationen würden folgeweise an zwei Mengen atmosphärischer Luft ausgeführt, welche nach Gewicht und Volum gleich sind, aber sich bei verschiedenen Temperaturen befinden; setzen wir ausserdem die Temperaturunterschiede dieser Körper  $A$  und  $B$  beiderseits gleich, so dass dieselben beispielsweise [70] in einem dieser Fälle die Temperaturen  $100^\circ$  und  $100^\circ - h^\circ$  (wo  $h^\circ$  unendlich klein ist), und im anderen die Temperaturen  $1^\circ$  und  $1^\circ - h^\circ$  haben. Die Menge der hervorgebrachten bewegenden Kraft ist in jedem Falle die Differenz zwischen der, welche das Gas durch seine Ausdehnung liefert, und der, die es

$$\begin{array}{ll} A = 2268 & A' = 19.64 \\ B = -1000 & B' = 3.30 \end{array}$$

ziemlich gut den vorgeschriebenen Bedingungen genügen, so dass die Gleichung

$$t = \frac{2268 - 1000 \log v}{19.64 + 3.30 \log v}$$

in sehr angenäherter Weise die Beziehung darstellt, welche zwischen dem Volum des Dampfes und seiner Temperatur besteht.

Man wird hier bemerken, dass die Grösse  $B'$  positiv und sehr klein ist, was zu Gunsten des Satzes spricht, dass die spezifische Wärme eines elastischen Fluidums mit dem Volum wächst, aber in sehr langsamem Maasse.

für die Rückkehr auf sein ursprüngliches Volum verbraucht. Diese Differenz ist hier aber, wie man sich durch eine einfache Ueberlegung überzeugen kann, deren Einzelheiten mitzuthellen wir für unnöthig halten, in beiden Fällen die gleiche: somit ist auch die hervorgebrachte bewegende Kraft dieselbe.

Vergleichen wir nun die Wärmemengen untereinander, welche in beiden Fällen gebraucht werden. Im ersten Falle ist die gebrauchte Wärmemenge die, welche der Körper *A* der Luft liefern muss, um sie bei der Temperatur  $100^{\circ}$  während ihrer Ausdehnung zu erhalten; im zweiten Falle ist es die Wärmemenge, welche derselbe Körper ihr liefern muss, um ihre Temperatur bei  $1^{\circ}$  während einer vollkommen ähnlichen Volumänderung zu erhalten. Wären diese beiden Wärmemengen einander gleich, so würde daraus das oben vermuthete Gesetz folgen. Nun beweist aber nichts, dass dem so sei; es wird sogar gezeigt werden, dass diese Wärmemengen ungleich sind.

Die Luft, von der wir zunächst annehmen, dass sie [71] das Volum *abcd* (Fig. 2) einnimmt, und sich bei der Temperatur  $1^{\circ}$  befindet, kann auf das Volum *abef* und die Temperatur von  $100^{\circ}$  durch zwei verschiedene Mittel geführt werden.

1. Man kann sie zunächst erwärmen, ohne ihr Volum zu ändern, und sie sodann ausdehnen, indem man ihre Temperatur constant erhält.

2. Man kann mit der Ausdehnung beginnen, indem man die Temperatur constant erhält, und sie erwärmen, nachdem sie das neue Volum angenommen hat.

Seien *a* und *b* die Wärmemengen, welche bei der ersten der beiden Operationen gebraucht worden sind, und *b'* und *a'* die nach einander gebrauchten Wärmemengen bei der zweiten; da das Schlussresultat der beiden Operationen dasselbe ist <sup>13)</sup>, so müssen die beiderseits gebrauchten Wärmemengen gleich sein: wir haben demnach

$$a + b = a' + b'$$

woraus

$$a' - a = b - b'.$$

*a'* ist die zur Erwärmung des Gases von  $1^{\circ}$  bis  $100^{\circ}$  erforderliche Wärmemenge, wenn es den Raum *abef* einnimmt.

*a* ist die zur Erwärmung des Gases von  $1^{\circ}$  bis  $100^{\circ}$  erforderliche Wärmemenge, wenn es den Raum *abcd* einnimmt.

Die Dichte der Luft ist im ersten [72] Falle geringer, als im zweiten, und nach den bereits (S. 35) erwähnten Versuchen

von Hrn. *Delaroche* und *Bérard* muss ihre Wärmecapacität etwas grösser sein.

Da also  $a'$  grösser ist als  $a$ , so muss  $b$  grösser sein als  $b'$ . Folglich gilt, wenn wir diesen Satz verallgemeinern:

Die von einer Volumänderung eines Gases herrührende Wärmemenge ist um so grösser, je höher die Temperatur ist.

Daher ist beispielsweise mehr Wärmestoff erforderlich, um die Temperatur einer gewissen Luftmenge bei  $100^\circ$  zu erhalten, während man ihr Volum verdoppelt, als die Temperatur derselben Luft bei  $1^\circ$  zu erhalten, wenn sie genau dieselbe Ausdehnung erfährt.

Diese ungleichen Wärmemengen würden aber, wie wir gesehen haben, gleiche Mengen bewegender Kraft für gleichen Abfall des Wärmestoffes bei verschiedenen Temperaturen hervorbringen; hieraus kann man den folgenden Schluss ziehen:

Der Fall des Wärmestoffes bringt bei niedrigeren Graden der Temperatur mehr bewegende Kraft hervor, als bei höheren Graden<sup>14)</sup>.

So wird eine gegebene Wärmemenge mehr [73] bewegende Kraft entwickeln, wenn sie von einem auf  $1^\circ$  erhaltenen Körper zu einem auf  $0^\circ$  erhaltenen übergeht, als wenn beide Körper die Temperaturen  $101^\circ$  und  $100^\circ$  besessen hätten.

Uebrigens muss der Unterschied sehr klein sein; er wäre gleich Null, wenn die Capacität der Luft für Wärme bei verschiedenem Volum constant bliebe. Nach den Versuchen von Hrn. *Delaroche* und *Bérard* ändert sich diese Capacität wenig, selbst so wenig, dass die Unterschiede streng genommen den Beobachtungsfehlern oder irgend welchen unberücksichtigt gebliebenen Umständen zugeschrieben werden könnten.

Wir sind ausser Stande, mit Hilfe der Angaben allein, welche wir gegenwärtig besitzen, das Gesetz zu bestimmen, nach welchem die bewegende Kraft der Wärme bei den verschiedenen Graden der Thermometerskale sich ändert. Dieses Gesetz ist mit dem der Aenderungen der specifischen Wärme der Gase bei verschiedenen Temperaturen verknüpft, und diese hat die Erfahrung uns noch nicht mit ausreichender Genauigkeit kennen gelehrt\*).

---

\*) Nimmt man die Constanz der specifischen Wärme eines Gases bei constantem Volum, aber wechselnder Temperatur an, so führt uns die Analyse auf eine Beziehung zwischen der bewegenden Kraft und

[74] Wir werden nun auf absolute Weise die bewegende Kraft der Wärme zu bestimmen suchen, und um unseren Haupt-

dem Temperaturgrade. [74] Wir werden zeigen, auf welche Weise, und dies wird uns ausserdem Gelegenheit geben, zu zeigen, wie einige der oben ausgesprochenen Sätze in algebraischer Form auszudrücken sind.

Es sei  $r$  die Menge der bewegenden Kraft, welche durch die Ausdehnung einer gegebenen Menge Luft hervorgebracht wird, indem sie von dem Volum eines Liters auf das Volum von  $v$  Litern bei constanter Temperatur übergeht; vermehrt sich  $v$  um die unendlich kleine Grösse  $dv$ , so nimmt  $r$  um  $dr$  zu, welche Grösse nach der Natur der bewegenden Kraft gleich der Volumzunahme  $dv$  multiplicirt mit der Expansivkraft ist, welche alsdann das elastische Fluidum besitzt. Ist  $p$  diese Expansivkraft, so gilt die Gleichung

$$dr = p dv. \quad (1)$$

Die constante Temperatur, bei welcher die Ausdehnung erfolgt, sei  $t$ ; nennt man  $q$  die elastische Kraft der Luft, welche das Volum von einem Liter bei derselben Temperatur einnimmt, so hat man nach dem *Mariotte'schen* Gesetz

$$v : 1 = q : p, \text{ woraus } p = \frac{q}{v}.$$

Ist nun  $P$  die elastische Kraft derselben Luft, stets bei dem Volum 1, aber bei der Temperatur  $0^\circ$ , so hat man nach der Regel von *Hrn. Gay-Lussac*

$$q = P + P \frac{t}{276} = \frac{P}{276} (276 + t),$$

woraus

$$\frac{q}{v} = p = \frac{P}{276} \frac{276 + t}{v}.$$

[75] Bezeichnen wir zur Abkürzung die Grösse  $\frac{P}{276}$  mit  $N$ , so wird die Gleichung

$$p = N \frac{t + 276}{v},$$

woraus nach der Gleichung (1) sich ergibt

$$dr = N \frac{t + 276}{v} dv.$$

Integriren wir beiderseits, indem wir  $t$  als constant ansehen, so erhalten wir

$$r = N (t + 276) \log v + C.$$

Setzen wir  $r = 0$ , wenn  $v = 1$ , so wird  $C = 0$ , und

$$r = N (t + 276) \log v. \quad (2)$$

Dies ist die bewegende Kraft, welche durch die Ausdehnung der Luft bei der Temperatur  $t$  vom Volum 1 auf das Volum  $v$  hervorgebracht wird.

satz zu verificiren, [75] nämlich zu beweisen, dass das zur Erzeugung der bewegenden Kraft erforderliche Agens wirklich [76]

Führt man statt bei der Temperatur  $t$  vollkommen dieselben Operationen bei der Temperatur  $t + dt$  aus, so ist die entwickelte bewegende Kraft

$$r + \delta r = N(t + dt + 276) \log v.$$

Wird die Gleichung (2) abgezogen, so folgt

$$\delta r = N \log v dt. \quad (3)$$

Ist  $e$  die Wärmemenge, welche zur Constanthaltung der Temperatur eines Gases bei einer Dilatation erforderlich ist, so ist, nach den Ueberlegungen auf S. 24,  $\delta r$  die durch den Fall der Wärmemenge  $e$  von der Temperatur  $t + dt$  auf  $t$  entwickelte bewegende Kraft. Nennen wir  $u$  die durch den Fall der Wärmeeinheit von der Temperatur  $t$  auf die Temperatur  $0^\circ$  entwickelte bewegende Kraft, so kann sie, da nach dem auf S. 23 aufgestellten Princip die Grösse  $u$  einzig [76] von  $t$  abhängt, gleich einer Function  $Ft$  gesetzt werden, woraus folgt  $u = Ft$ .

Wächst  $t$  auf  $t + dt$ , so wächst  $u$  auf  $u + du$ , woraus

$$u + du = F(t + dt).$$

Zieht man die vorige Gleichung ab, so folgt

$$du = F(t + dt) - Ft = F' t \cdot dt.$$

Dies ist offenbar die Menge bewegender Kraft, welche durch den Fall der Wärmeeinheit von der Temperatur  $t + dt$  auf  $t$  hervorgebracht wird.

Wäre die Wärmemenge  $e$  statt der Einheit gewesen, so hätte die von ihr hervorgebrachte Kraft den Werth gehabt

$$edu = e F' t \cdot dt. \quad (4)$$

Nun ist aber  $edu$  dasselbe, wie  $\delta r$ , denn beide sind gleich der durch den Fall der Wärmemenge  $e$  von der Temperatur  $t + dt$  auf  $t$  hervorgebrachte Kraft; somit ist

$$edu = \delta r$$

und wegen der Gleichungen (3), (4)

$$e F' t \cdot dt = N \log v \cdot dt$$

oder nach Division mit  $F' t \cdot dt$

$$e = \frac{N}{F' t} \log v = T \log v,$$

indem wir mit  $T$  den Bruch  $\frac{N}{F' t}$  bezeichnen, welcher eine Function der Temperatur allein ist.

Die Gleichung  $e = T \log v$  ist der analytische Ausdruck des S. 31 ausgesprochenen Gesetzes; sie gilt für alle Gase, da die angewendeten Gesetze allen Gasen gemeinsam sind.

ohne Einfluss auf die Menge dieser Kraft ist, werden wir dazu folgeweise verschiedene wählen, [77] atmosphärische Luft, Wasserdampf, Alkoholdampf.

[77] Bezeichnet man mit  $s$  die Wärmemenge, welche erforderlich ist, um die Luft, mit welcher wir operirt haben, vom Volum  $1$  und der Temperatur  $0^\circ$  auf das Volum  $v$  und die Temperatur  $t$  zu bringen, so ist der Unterschied zwischen  $s$  und  $e$  gleich der Wärmemenge, welche zur Erwärmung der Luft von  $0^\circ$  auf  $t^\circ$  beim Volum  $1$  erforderlich ist. Diese Grösse ist allein von  $t$  abhängig; wir nennen sie  $U$ ; sie wird irgend eine Function von  $t$  sein: es ist

$$s = e + U = T \log v + U.$$

Wird diese Gleichung nach  $t$  allein differenzirt, und sind  $T'$  und  $U'$  die Differentialcoefficienten von  $T$  und  $U$ , so folgt

$$\frac{ds}{dt} = T' \log v + U', \quad (5)$$

wo  $\frac{ds}{dt}$  nichts als die spezifische Wärme des Gases bei constantem Volum ist, und unsere Gleichung (5) ist der analytische Ausdruck des auf S. 34 ausgesprochenen Gesetzes.

Setzt man die spezifische Wärme als constant bei allen Temperaturen voraus (welche Hypothese oben, S. 38, erörtert wurde), so ist die Grösse  $\frac{ds}{dt}$  unabhängig von  $t$ ; um daher der Gleichung (5) für zwei verschiedene Werthe von  $v$  zu genügen, müssen  $T'$  und  $U'$  unabhängig von  $T$  sein, und wir haben  $T' = C$ , gleich einer Constanten. Wird  $T'$  und  $C$  mit  $dt$  multiplicirt, und beiderseits das Integral genommen, so findet man

$$T = Ct + C_1;$$

da aber  $T = \frac{N}{F't}$ , so folgt

$$F't = \frac{N}{T} = \frac{N}{Ct + C_1};$$

[78] wird beiderseits mit  $dt$  multiplicirt, und integrirt, so folgt

$$Ft = -\frac{N}{C} \log (Ct + C_1) + C_2$$

oder, indem man die willkürlichen Constanten ändert, und bemerkt, dass  $Ft = 0$ , wenn  $t = 0^\circ$  ist,

$$Ft = A \log \left( 1 + \frac{t}{B} \right). \quad (6)$$

Auf diese Weise wäre die Function  $Ft$  bestimmt, und man wäre somit in Stand gesetzt, die bewegende Kraft für jeden beliebigen Fall der Wärme zu bestimmen. Indessen ist der letzte Schluss an die Hypothese von der Constanz der spezifischen Wärme der Gase bei con-



[78] Nehmen wir an, dass zunächst atmosphärische Luft benutzt werde, [79] so wird die Operation nach der auf S. 24 angegebenen Methode durchgeführt. Wir machen dabei die folgenden Voraussetzungen.

Die Luft befindet sich unter Atmosphärendruck; die Temperatur des Körpers  $A$  ist ein Tausendstel Grad oberhalb  $0^\circ$ , die des Körpers  $B$  ist  $0^\circ$ . Die Differenz ist, wie man sieht, sehr klein, was hier ein wesentlicher Umstand ist.

Die Volumzunahme, welche der Luft bei unserer Operation ertheilt wird, wird  $\frac{1}{116} + \frac{1}{217}$  des ursprünglichen Volums sein; dies ist, absolut gesprochen, eine sehr kleine Zunahme, sie ist aber gross im Verhältniss zu dem Temperaturunterschied zwischen den Körpern  $A$  und  $B$ .

Die durch die Gesammtheit der beiden auf S. 24 beschriebenen Operationen entwickelte bewegende Kraft ist sehr nahe proportional der Volumzunahme und dem Unterschiede

---

stantem Volum geknüpft, deren Richtigkeit die Erfahrung noch nicht hinlänglich bestätigt hat. Bis auf neue Nachweise kann unsere Gleichung (6) nur innerhalb eines mittleren Gebietes der Temperaturscala als gültig angesehen werden.

In der Gleichung (5) stellt, wie wir bemerkt haben, das erste Glied die spezifische Wärme des Gases bei dem Volum  $v$  dar. Da die Erfahrung gezeigt hat, dass diese Wärme sich trotz bedeutender Volumänderungen sehr wenig ändert, so muss der Coefficient  $T'$  von  $\log v$  eine sehr kleine Grösse sein. Setzt man ihn gleich Null und multiplicirt man mit  $dt$  die Gleichung

$$T' = 0,$$

so findet man durch Integration

$$T = C, \text{ gleich einer Constanten.}$$

Nun ist

$$T = \frac{N}{F't},$$

daher

$$F't = \frac{N}{T} = \frac{N}{C} = A,$$

[79] woraus sich schliesslich durch eine zweite Integration ergibt

$$Ft = At + B.$$

Da für  $t = 0$  auch  $Ft = 0$ , so folgt

$$Ft = At,$$

d. h., dass die bewegende Kraft genau proportional dem Fall des Wärmestoffes wäre. Dies ist die analytische Uebersetzung des auf S. 40 und 41 Gesagten.

zwischen den beiden Drucken der Luft, wenn sie sich bei den Temperaturen  $0^{\circ}001$  und  $0^{\circ}$  befindet.

[80] Dieser Unterschied ist nach der Regel von Hrn. *Gay-Lussac* gleich  $\frac{1}{267}$  Tausendstel der elastischen Kraft des Gases, oder sehr nahe  $\frac{1}{267}$  Tausendstel vom Druck einer Atmosphäre.

Der Atmosphärendruck hält einer Wasserhöhe von 10.40 m das Gleichgewicht;  $\frac{1}{267}$  Tausendstel dieses Druckes sind gleichwerthig  $\frac{1}{267000} \times 10.40$  m Wasserhöhe.

Was die Volumzunahme anlangt, so ist sie nach der Voraussetzung  $\frac{1}{118} + \frac{1}{267}$  des ursprünglichen Volums, d. h. des Volums, welches ein Kilogramm Luft bei  $0^{\circ}$  einnimmt, welches Volum sich aus dem specifischen Gewicht der Luft gleich 0.77 cbm ergibt; somit drückt das Product

$$\left(\frac{1}{118} + \frac{1}{267}\right) 0.77 \frac{1}{267000} \cdot 10.40$$

die entwickelte bewegende Kraft aus. Diese Kraft ist hier in Kubikmetern Wasser, erhoben auf ein Meter Höhe, ausgedrückt.

Führt man die angedeuteten Multiplicationen aus, so ergibt sich der Werth des Products gleich 0.000 000 372.

Wir versuchen nunmehr die Wärmemenge zu ermitteln, welche zur Erlangung dieses Resultates erforderlich war, d. h. die vom Körper *A* auf den Körper *B* übergegangene Wärmemenge.

Der Körper *A* liefert 1. die erforderliche Wärme, [81] um die Temperatur von 1 kg Luft von  $0^{\circ}$  auf  $0^{\circ}001$  zu erheben, 2. die erforderliche Wärmemenge, um die Temperatur der Luft bei diesem Grade  $0^{\circ}001$  zu erhalten, während sie eine Ausdehnung von

$$\frac{1}{118} + \frac{1}{267}$$

erfährt.

Da die erste dieser Wärmemengen sehr klein im Verhältniss zur zweiten ist, vernachlässigen wir sie. Die zweite ist gemäss den Ueberlegungen auf S. 27 gleich der, welche zur Erwärmung von 1 kg Luft um einen Grad erforderlich wäre, während diese unter dem Druck einer Atmosphäre steht.

Nach den Versuchen von Hrn. *Delaroche* und *Bérard* über die specifische Wärme der Gase beträgt die der Luft für gleiches Gewicht 0.267 von der des Wassers. Nehmen wir daher als Wärmeeinheit die zur Erwärmung von einem Kilogramm Wasser um  $1^{\circ}$  erforderliche Menge, so ist die zur Erwärmung von einem Kilogramm Luft um  $1^{\circ}$  erforderliche Menge 0.267. Somit ist die von dem Körper *A* gelieferte Wärmemenge 0.267 Einheiten.

Dies ist die Wärme, welche 0.000 000 372 Einheiten bewegender Kraft durch den Fall von  $0^{\circ}001$  auf  $0^{\circ}$  liefern kann.

Für einen tausendmal grösseren Fall, den von  $1^{\circ}$ , wird die hervorgebrachte bewegende Kraft [82] sehr nahe tausendmal grösser, als die erste, oder

$$0.000372.$$

Wenn wir nun statt 0.267 Einheiten Wärme 1000 Einheiten nehmen, so wird die bewegende Kraft durch die Proportion gegeben sein

$$0.267 : 0.000372 = 1000 : x,$$

$$\text{woraus } x = \frac{1000}{0.267} = 1.395 \text{ Einheiten.}$$

Somit werden 1000 Einheiten Wärme, indem sie von einem auf  $1^{\circ}$  erhaltenen Körper zu einem anderen bei  $0^{\circ}$  erhaltenen Körper übergehen, indem sie auf Luft wirken, hervorbringen:

1.395 Einheiten bewegender Kraft <sup>15)</sup>.

Wir wollen dieses Ergebniss mit dem vergleichen, welches die Wirkung der Wärme auf Wasserdampf liefert.

Wir nehmen 1 kg flüssigen Wassers in dem cylindrischen Raum  $abcd$  (Fig. 4) zwischen dem Boden  $ab$  und dem Kolben  $cd$  enthalten an; ebenso setzen wir das Vorhandensein zweier Körper  $A, B$  voraus, von denen jeder bei einer constanten Temperatur erhalten wird, wobei die von  $A$  nur um ein sehr Geringes höher ist, als die von  $B$ . Wir stellen uns nunmehr folgende Operationen vor:

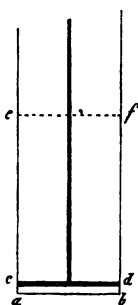


Fig. 4.

1. Berührung des Wassers mit dem Körper  $A$ , Uebergang des Kolbens aus der Stellung  $cd$  in die Stellung  $ef$ , [83] Bildung von Dampf bei der Temperatur des Körpers  $A$ , bis der Raum  $abef$  erfüllt ist, den wir gross genug voraussetzen, damit alles Wasser in ihm als Dampf enthalten sein kann.

2. Entfernung des Körpers  $A$ , Berührung des Dampfes mit dem Körper  $B$ , Verflüssigung eines Theils dieses Dampfes, Abnahme seiner elastischen Kraft, Rückkehr des Kolbens von  $ef$  nach  $ab$ , Verflüssigung des Restes des Dampfes durch vereinigte Wirkung des Druckes und der Berührung mit dem Körper  $B$ .

3. Entfernung des Körpers  $B$ , neue Berührung des Wassers mit dem Körper  $A$ , Rückkehr des Wassers auf die Temperatur dieses Körpers, Wiederholung der ersten Periode und so fort.

Die Menge der bewegenden Kraft, welche in einem vollständigen Kreis von Operationen entwickelt wird, wird durch das Product des Volums des Wasserdampfes und den Unterschied der Spannungen gemessen, welche er bei der Berührung mit dem Körper und bei der mit dem Körper *B* besitzt.

Was die verbrauchte Wärmemenge anlangt, d. h. die, welche von dem Körper *A* auf den Körper *B* übertragen wird, so ist es offenbar die, welche zur Bildung des Dampfes aus dem Wasser erforderlich war, wobei allerdings die kleine Menge vernachlässigt ist, welche zur Erwärmung des flüssigen Wassers von der Temperatur des Körpers *A* auf die des Körpers *B* erforderlich war.

[84] Sei die Temperatur des Körpers *A*  $100^{\circ}$ , die des Körpers *B*  $99^{\circ}$ ; der Unterschied der Spannungen ist nach der Tabelle von Hrn. *Dalton* 26 mm Quecksilber oder 0.36 m Wasserhöhe.

Das vom Dampf eingenommene Volum ist 1700 mal grösser als das des Wassers. Operiren wir mit einem Kilogramm, so sind das 1700 Liter oder 1.700 cbm.

Somit ist der der entwickelten bewegenden Kraft gleich dem Product

$$1.700 \times 0.36 = 0.611 \text{ Einheiten}$$

von derselben Art, welche wir vorher benutzt haben.

Die gebrauchte Wärmemenge ist die zur Verdampfung des bereits auf  $100^{\circ}$  erwärmten Wassers erforderliche Menge. Diese Grösse ist durch die Erfahrung gegeben: man findet sie gleich  $550^{\circ}$ , oder, genauer gesprochen, gleich 550 unserer Wärmeeinheiten.

Somit ergeben sich 0.611 Einheiten bewegender Kraft aus dem Gebrauch von 550 Wärmeeinheiten.

Die Menge bewegender Kraft, welche sich aus 1000 Einheiten ergibt, wird durch die Proportion gefunden

$$550 : 0.611 = 1000 : x, \text{ woraus } x = \frac{550}{0.611} = 1.112^{16}.$$

Somit bringen 1000 Wärmeeinheiten, wenn sie [85] von einem auf  $100^{\circ}$  erhaltenen Körper auf einen anderen, auf  $99^{\circ}$  erhaltenen, übergehen, bei der Wirkung auf Wasserdampf 1.112 Einheiten bewegender Kraft hervor.

Die Zahl 1.112 ist um etwa  $\frac{1}{4}$  von der Zahl 1.395 verschieden, welche vorher für den Werth der durch die Wirkung von 1000 Wärmeeinheiten auf Luft entwickelten bewegenden Kraft gefunden worden war, doch muss bemerkt werden, dass in jenem Falle die Temperaturen der Körper  $1^{\circ}$  und  $0^{\circ}$  waren, während

sie in diesem  $100^{\circ}$  und  $99^{\circ}$  sind. Der Unterschied ist allerdings derselbe; er befindet sich aber nicht in derselben Höhe der thermometrischen Scala. Zum Zwecke eines genauen Vergleiches wäre nöthig gewesen, die vom Dampf entwickelte bewegende Kraft zu ermitteln, wenn er bei  $1^{\circ}$  gebildet und bei  $0^{\circ}$  verdichtet worden wäre, auch wäre es erforderlich gewesen, die in dem bei  $1^{\circ}$  gebildeten Dampf enthaltene Wärmemenge zu kennen.

Das von Hrn. *Clément* und *Désormes* herrührende, S. 38 erwähnte Gesetz giebt uns diese Grösse. Da die Bildungswärme des Dampfes stets die gleiche ist, bei welcher Temperatur auch die Verdampfung stattfinden mag, so werden, wenn bei  $100^{\circ}$  zur Verdampfung des auf  $100^{\circ}$  erwärmten Wassers 550 Grad Wärme erforderlich waren, zur Verdampfung desselben Gewichtes Wasser bei  $0^{\circ}$   $550 + 100$  oder 650 erforderlich sein.

[86] Unter Benutzung dieser Angabe und durch Schlüsse, die denen vollkommen ähnlich sind, welche auf das Wasser von  $100^{\circ}$  angewendet worden sind, findet man, wie man sich leicht überzeugen kann,

1.290

für die bewegende Kraft, welche von 1000 Wärmeeinheiten bei der Einwirkung auf Wasserdampf zwischen  $1^{\circ}$  und  $0^{\circ}$  entwickelt werden.

Diese Zahl nähert sich mehr als die frühere der ersten

1.395.

Sie ist von dieser nur um  $\frac{1}{3}$  verschieden, welcher Fehler nicht ausserhalb der vorauszusetzenden Grenzen ist, wenn man die grosse Zahl von Daten verschiedener Art bertcksichtigt, welche wir, um zu dieser Annäherung zu gelangen, zu benutzen gezwungen waren. Somit ist in einem besonderen Falle unser allgemeines Gesetz bestätigt\*).

Wir untersuchen einen anderen Fall, den, wo man die Wärme auf Alkoholdampf wirken lässt.

Die Ueberlegungen sind hier vollkommen [87] dieselben, wie für den Wasserdampf, nur die Zahlenwerthe ändern sich.

Der reine Alkohol siedet bei  $78^{\circ}$  7 C. unter gewöhnlichem Druck. Ein Kilogramm absorbirt nach Hrn. *Delaroche* und

\*) In einer Abhandlung von Hrn. *Petit* (*Annales de chimie et de physique*, juillet 1818, p. 294) findet man eine Auswerthung der bewegenden Kraft in Bezug auf Luft und Wasserdampf. Diese Auswerthung führt dazu, dass der Luft ein grosser Vortheil zukommt; doch rührt dies von einer ganz unvollkommenen Art her, die Wirkung der Wärme zu betrachten.

*Bérard* 207 Wärmeeinheiten, um sich bei ebendieser Temperatur  $78^{\circ}$  7 C. in Dampf zu verwandeln.

Die Spannung des Alkoholdampfes ist  $1^{\circ}$  unter dem Siedepunkte um  $\frac{1}{3}$  vermindert; sie ist um  $\frac{1}{3}$  kleiner, als der Atmosphärendruck (dies folgt wenigstens aus den Versuchen von Hrn. *Bétancour*, über welche im zweiten Theil der *Architecture hydraulique* des Hrn. *Prony*, p. 180, 195 berichtet wird.)\*

[88] Unter Anwendung dieser Daten findet man, dass, wenn man mit einem Kilogramm Alkohol zwischen den Temperaturen  $78^{\circ}7$  und  $77^{\circ}7$  arbeitet, die entwickelte bewegende Kraft 0.251 Einheiten beträgt.

Sie ergibt sich aus der Anwendung von 207 Wärmeeinheiten. Für 1000 Einheiten gilt die Proportion

$$207 : 0.254 = 1000 : x, \text{ woraus } x = 1.230.$$

Diese Zahl ist etwas höher als 1.112, welcher Werth sich bei der Anwendung des Wassers zwischen  $100^{\circ}$  und  $99^{\circ}$  ergab. Nimmt man aber an, dass man Wasser zwischen  $78^{\circ}$  und  $77^{\circ}$  anwendet, so findet man unter Benutzung des Gesetzes von Hrn. *Clément* und *Désormes* 0.121 für den von 1000 Wärmeeinheiten herrührenden Werth der bewegenden Kraft. Diese Zahl nähert sich, wie man sieht, sehr dem Werth 1.230; sie weicht von ihr nur um  $\frac{1}{10}$  ab.

[89] Wir hätten gewünscht, weitere Beziehungen dieser Art herstellen zu können, beispielsweise die bewegende Kraft

\*) Hr. *Dalton* hat zu beobachten geglaubt, dass der Dampf verschiedener Flüssigkeiten bei gleichen thermometrischen Distanzen vom Siedepunkt gleiche Spannung habe; jedoch ist dieses Gesetz nicht streng richtig, sondern nur annähernd. Dasselbe gilt für das Gesetz der Proportionalität zwischen den latenten Wärmen der Dämpfe und ihren Dichten (vgl. Auszüge aus einer Abhandlung von Hrn. *C. Desprets* (Annales de physique et de chimie, 16, p. 105 und 24, 323). Derartige Fragen sind eng mit der nach der bewegenden Kraft des Feuers verknüpft. Ganz neuerdings haben Hr. *Davy* und *Faraday* infolge schöner Versuche über die Verflüssigung der Gase durch beträchtliche Drucke die Aenderungen der Spannung dieser verflüssigten Gase bei geringen [88] Temperaturänderungen zu bestimmen gesucht. Sie hatten die Anwendung neuer Flüssigkeiten zur Erzeugung bewegender Kraft im Auge (vgl. Ann. de chim. et de phys., janvier 1824, p. 80). Nach der oben dargelegten Theorie lässt sich voraussehen, dass die Anwendung dieser Flüssigkeiten bezüglich der Ersparnis an Wärme keine Vortheile gewähren wird. Denn Vortheile würden nur in Bezug auf die niedrige Temperatur auftreten, bei welcher man arbeiten könnte, und in Bezug auf die Quellen, aus denen man aus diesem Grunde die Wärme schöpfen könnte.

berechnen zu können, welche durch die Wirkung der Wärme auf die festen Körper und die Flüssigkeiten, durch das Gefrieren des Wassers etc. entwickelt wird, jedoch liefert die gegenwärtige Physik uns nicht die erforderlichen Daten\*). Das Grundgesetz, welches wir zu bestätigen beabsichtigen, scheint uns indessen, um es ausser Zweifel zu setzen, neuer Bestätigungen zu bedürfen; es stützt sich auf die Theorie der Wärme, wie man sie jetzt annimmt, und wir müssen gestehen, dass diese Grundlage uns nicht von unerschütterlicher Festigkeit erscheint<sup>17)</sup>. Neue Versuche können allein die Frage entscheiden; inzwischen beschäftigen wir uns mit der Anwendung der oben dargelegten theoretischen Ideen, die wir als richtig ansehen wollen, zur Prüfung der verschiedenen bisher vorgeschlagenen Mittel, um die bewegende Kraft der Wärme zu gewinnen<sup>18)</sup>.

Gelegentlich ist vorgeschlagen worden, die Kraft der Wärme durch die Wirkung der Wärme [90] auf feste Körper zu entwickeln. Die Anwendungsweise, welche sich dem Geiste am naturgemässesten darbietet, ist, einen festen Körper, beispielsweise einen metallenen Stab an einem Ende unbeweglich zu befestigen, und das andere Ende mit einem beweglichen Theil der Maschine zu verbinden; und alsdann durch abwechselndes Erhitzen und Abkühlen die Länge des Stabes zu verändern und so beliebige Bewegungen hervorzubringen. Versuchen wir zu beurtheilen, ob diese Art, die bewegende Kraft zu entwickeln, vortheilhaft sein kann. Wir haben gezeigt, dass das Kennzeichen des besten Gebrauches der Wärme zur Erzeugung von Bewegungen war, dass alle Temperaturänderungen, welche in den Körpern geschehen, durch Volumänderungen veranlasst werden. Je mehr man sich der Erfüllung dieser Bedingung nähert, um so besser wird die Wärme ausgenutzt. Arbeitet man aber in der beschriebenen Weise, so ist man weit davon entfernt, die Bedingung, um die es sich handelt, zu erfüllen; keine Temperaturänderung rührt hier von einer Volumänderung her, alle sind durch die Berührung verschieden heisser Körper mit dem metallenen Stab bedingt, sowohl die mit dem Körper, der dem Stab die Wärme liefert, wie auch mit dem, der sie ihm entziehen soll.

Das einzige Mittel, die vorgeschriebene Bedingung zu erfüllen,

\*) Die uns fehlen, sind die Expansivkräfte, welche die festen und flüssigen Körper durch Temperaturerhöhung erlangen, und die Wärmemengen, welche bei den Volumänderungen dieser Körper aufgenommen oder abgegeben werden.

ist, mit dem festen Körper [91] genau so zu verfahren, wie wir es mit der Luft bei den auf S. 20 beschriebenen Operationen gemacht haben. Hierzu wäre aber erforderlich, allein durch die Volumänderungen des festen Körpers erhebliche Temperaturänderungen hervorzubringen, wenigstens, wenn man einen erheblichen Abfall der Wärme ausnutzen wollte: und dies scheint unausführbar. Mehrere Betrachtungen führen in der That zu der Annahme, dass die Temperaturänderungen, welche man in festen oder flüssigen Körpern durch die Wirkung der Zusammensetzung oder Dehnung erzielen kann, ziemlich geringfügig sind.

1. Man beobachtet oft an Maschinen (an Dampfmaschinen insbesondere) feste Theile, welche sehr erhebliche Spannungen bald in einem Sinne, bald im anderen erfahren, und obwohl zuweilen diese Spannungen so gross sind, als die Natur der angewendeten Stoffe es nur erlaubt, so sind doch die Temperaturänderungen wenig merklich.

2. Bei der Arbeit des Medaillenschlagens, bei der des Flachwalzens, des Drahtziehens erfahren die Metalle die grösste Compression, welcher man sie nur durch Anwendung der härtesten und widerstandsfähigsten Werkzeuge unterziehen kann. Trotzdem ist die Temperaturerhöhung nicht beträchtlich; wäre sie es, so würden die Stahltheile [92], welche man zu diesen Operationen verwendet, bald weich werden.

3. Man muss bekanntlich auf die festen und flüssigen Körper einen sehr starken Druck ausüben, um in ihnen eine Volumverminderung hervorzubringen, welche die Abkühlung bewirkt (z. B. eine Abkühlung von  $100^{\circ}$  auf  $0^{\circ}$ ). Nun erfordert die Abkühlung ein grösseres Herunterdrücken des Wärmestoffes, als die blossе Volumverminderung sie erfordern würde. Wäre also diese Verminderung durch ein mechanisches Mittel hervor gebracht worden, so könnte die entwickelte Wärme die Temperatur des Körpers nicht sich um so viele Grade ändern lassen, wie es die Abkühlung thut. Sie würde also sicherlich eine sehr bedeutende Kraft erfordern.

Da demnach die festen Körper nur geringer Temperaturänderungen durch Aenderungen des Volums fähig sind, da ferner die Bedingung des besten Gebrauchs der Wärme zur Entwicklung der bewegenden Kraft gerade die ist, dass jede Temperaturänderung durch eine Volumänderung bedingt ist, so scheinen die festen Körper wenig geeignet zu sein, diese Kraft zu gewinnen.

Die flüssigen Körper sind genau in demselben [93] Falle;



die gleichen Gründe können zur Verwerfung ihrer Anwendung angeführt werden \*).

Wir sprechen hier nicht von den praktischen Schwierigkeiten: sie würden ohne Zahl sein. Die durch Ausdehnung und Compression fester oder flüssiger Körper hervorgebrachten Bewegungen können nur sehr klein sein; um sie zu vergrössern, wäre man gezwungen, complicirte Einrichtungen anzuwenden; man müsste Materialien von grösster Stärke anwenden, um die riesigen Drucke zu übertragen, schliesslich würden die aufeinander folgenden Operationen im Vergleich zu den gewöhnlichen Wärmemaschinen nur sehr langsam ausgeführt werden können, so dass schliesslich grosse und kostspielige Apparate nur mittelmässige Wirkungen hervorbringen würden.

Die elastischen Fluida, die Gase oder Dämpfe sind die wahren, für den Zweck der Entwicklung bewegender Kraft aus Wärme geeigneten Maschinen. Sie vereinigen alle nothwendigen Bedingungen, die sie zu dieser Anwendung geeignet machen. Sie sind leicht zusammen zu drücken, besitzen die Fähigkeit [94], sich fast unbegrenzt auszudehnen, Volumänderungen bringen bei ihnen sehr bedeutende Temperaturänderungen hervor, schliesslich sind sie sehr beweglich, leicht von einem Orte zum anderen zu befördern, wodurch es möglich ist, sie schnell die Wirkungen hervorbringen zu lassen, welche man von ihnen erwartet.

Man kann sich leicht eine Anzahl von Maschinen erdenken, welche die bewegende Kraft der Wärme mittelst elastischer Flüssigkeiten zu entwickeln geeignet sind; wie man sich aber auch einrichtet, niemals darf man folgende Grundsätze aus den Augen verlieren.

1. Die Temperatur der Flüssigkeit muss zuerst auf den höchstmöglichen Grad gebracht werden, damit man einen grossen Fall des Wärmestoffes und damit eine grosse Erzeugung von bewegender Kraft erlangt.

2. Aus gleichem Grunde muss die Erkaltung so weit als möglich getrieben werden.

3. Man muss so verfahren, dass der Uebergang der elastischen Flüssigkeit von der höchsten Temperatur zur niedrigsten durch die Ausdehnung des Volums bedingt ist, d. h. so verfahren,

\*) Neuere Versuche von Hrn. *Oersted* über die Compressibilität des Wassers haben gezeigt, dass bei einem Druck von 5 Atmosphären die Temperatur dieser Flüssigkeit keine messbare Aenderung erfährt (vgl. *Annales de physique et de chimie*, février 1823, p. 192).

dass die Abkühlung des Gases freiwillig infolge der Ausdehnung geschieht.

Die Grenzen der Temperatur, auf welche [95] man die Flüssigkeit zu bringen vermag, sind nur die Grenzen der durch Verbrennung hervorgebrachten Temperatur; es sind dies sehr weite Grenzen.

Die Grenzen der Abkühlung finden sich in den Temperaturen der kältesten Körper, die man leicht und reichlich zur Verfügung hat: diese Körper sind gewöhnlich die Gewässer des Ortes, an dem man sich befindet.

Was die dritte Bedingung anlangt, so bringt sie Schwierigkeiten in der Gewinnung der bewegenden Kraft der Wärme mit sich, wenn es sich darum handelt, grosse Temperaturunterschiede, einen grossen Abfall der Wärme auszunutzen. Denn es ist alsdann nöthig, dass das Gas durch die Wirkung der Ausdehnung von einer sehr hohen Temperatur auf eine sehr tiefe übergeht, was eine grosse Aenderung des Volums und der Dichte erfordert, was wiederum erfordert, dass das Gas sich anfangs unter einem sehr starken Druck befindet, oder dass es durch die Ausdehnung ein enormes Volum annimmt, zwei Bedingungen, welche beide schwierig zu erfüllen sind. Die erste bedingt die Anwendung sehr fester Gefässe, um das Gas bei hohem Druck und gleichzeitig hoher Temperatur aufzunehmen, die zweite verlangt Gefässe von sehr beträchtlicher Grösse.

Es sind dies thatsächlich die wesentlichsten Hindernisse [96], welche sich dem widersetzen, dass man in den Dampfmaschinen einen grossen Theil der bewegenden Kraft der Wärme gewinnt. Man ist gezwungen, sich auf die Ausnutzung eines geringen Falles des Wärmestoffes zu beschränken, wiewohl die Verbrennung der Kohle die Mittel bietet, sich einen beträchtlichen zu verschaffen.

Selten ertheilt man in den Dampfmaschinen dem elastischen Fluidum einen Druck über 6 Atmosphären, welcher Druck einer Temperatur von etwa  $160^{\circ}$  C. entspricht, und selten kann man die Condensation bei Temperaturen viel unterhalb  $40^{\circ}$  C. ausführen; der Fall der Wärme von  $160^{\circ}$  bis  $40^{\circ}$  ist  $120^{\circ}$ , während man sich durch Verbrennung einen Fall von 1000 bis 2000 Graden verschaffen kann.

Um dies verständlicher zu machen, erinnern wir daran, was wir als den Fall des Wärmestoffes bezeichnet haben: es ist der Uebergang der Wärme von einem Körper *A*, dessen Temperatur hoch ist, auf einen anderen Körper *B*, wo sie niedriger ist.

Wir sagen, dass der Fall des Wärmestoffes  $100^\circ$  oder  $1000^\circ$  beträgt, je nachdem der Temperaturunterschied zwischen den Körpern  $A$  und  $B$   $100^\circ$  oder  $1000^\circ$  ist.

In einer Dampfmaschine, welche unter dem Druck von 6 Atmosphären arbeitet, ist die Temperatur des Kessels  $160^\circ$ ; dieser stellt den Körper  $A$  dar, welcher durch die Berührung mit der Feuerung auf [97] der constanten Temperatur von  $160^\circ$  erhalten wird und andauernd die zur Bildung des Dampfes erforderliche Wärme liefert.

Der Condensator ist der Körper  $B$ ; er wird durch einen Strom kalten Wassers auf der nahezu constanten Temperatur von  $40^\circ$  erhalten und nimmt fortwährend den Wärmestoff auf, welcher ihm vom Körper  $A$  durch den Dampf zugeführt wird.

Der Temperaturunterschied zwischen beiden Körpern ist  $160^\circ$  bis  $40^\circ$  oder  $120^\circ$ : daher sagen wir, dass der Fall des Wärmestoffes hier  $120^\circ$  beträgt.

Da die Kohle durch ihre Verbrennung im Stande ist, eine Temperatur über  $1000^\circ$  hervorzubringen, und das kalte Wasser, über welches wir gewöhnlich in unserem Klima verfügen, etwa  $10^\circ$  hat, so kann man sich leicht einen Fall des Wärmestoffes von  $1000^\circ$  verschaffen, von dem nur  $120^\circ$  bei den Dampfmaschinen benutzt werden. Selbst diese  $120^\circ$  werden nicht vollständig ausgenutzt. Es finden stets beträchtliche Verluste infolge unnützer Wiederherstellungen des Gleichgewichts des Wärmestoffes statt.

Es ist nunmehr leicht zu bemerken, welches die Gründe des Vorzugs sind, den die sogenannten Hochdruckmaschinen vor denen mit niederem Druck haben: Dieser Vorzug liegt wesentlich in der Möglichkeit, einen [98] grösseren Fall des Wärmestoffes nutzbar zu machen. Indem der Dampf bei einem höheren Druck entsteht, nimmt er auch eine höhere Temperatur an, und da andererseits die Temperatur des Condensators wesentlich die gleiche bleibt, ist der Fall des Wärmestoffes offenbar beträchtlicher.

Um aber mit Hochdruckmaschinen wirklich vortheilhafte Ergebnisse zu erlangen, muss der angewendete Fall des Wärmestoffes so gut als möglich ausgenutzt werden. Es genügt nicht, dass der Dampf bei hoher Temperatur entsteht, es ist auch erforderlich, dass er durch seine Volumvergrößerung auf eine hinreichend tiefe Temperatur gebracht wird. Der Charakter einer guten Maschine ist nicht nur der Gebrauch des Dampfes unter starkem Druck, sondern sein Gebrauch bei folgeweise

sehr veränderlichen Drucken, die von einander sehr verschieden sind und fortlaufend kleiner werden\*).

\*) Dieses Princip, die eigentliche Grundlage der Theorie der Dampfmaschinen, ist mit grosser Klarheit von Hrn. *Clement* in einer der Akademie der Wissenschaften vor einigen Jahren vorgelegten Arbeit entwickelt worden. Diese Arbeit ist nie veröffentlicht worden, jedoch verdanke ich ihre Kenntniss der Freundlichkeit des Verfassers. Das Princip ist dort nicht nur aufgestellt, sondern auch auf die verschiedenen gebräuchlichen Maschinen angewendet; die bewegende Kraft [99] ist dort mit Hülfe des S. 38 erwähnten Gesetzes berechnet und mit den Ergebnissen der Erfahrung verglichen worden.

Das Princip, von dem hier die Rede ist, ist dermaassen wenig bekannt, oder wenig geschätzt, dass neuerdings Hr. *Perkins*, ein berühmter Mechaniker in London, eine Maschine construiert hat, wo der unter dem bis dahin ungebräuchlichen Druck von 35 Atmosphären gebildete Dampf fast gar keine Ausdehnung erfährt, wovon man sich durch die oberflächlichste Kenntniss der Maschine überzeugen kann. Sie besteht aus einem einzigen Cylinder von sehr kleinen Dimensionen, welcher sich bei jedem Stoss vollkommen mit dem unter 35 Atmosphären Druck gebildeten Dampfe anfüllt. Der Dampf bringt keinerlei Wirkung durch die Vergrösserung seines Volums hervor, weil man ihm keinen Raum bietet, in welchen er sich ausdehnen könnte; man condensirt ihn alsbald nach seinem Austritt aus dem kleinen Cylinder. Er arbeitet also nur unter einem Drucke von 35 Atmosphären und nicht, wie die zweckmässige Anwendung es fordert, unter stufenweise abnehmendem Druck. Auch scheint die Maschine von Hrn. *Perkins* die Hoffnungen nicht zu erfüllen, welche sie ursprünglich erregt hatte. Man hat behauptet, dass die Ersparniss an Kohle durch diese Maschine  $\frac{1}{3}$  den guten Maschinen von *Watt* gegenüber betrage, und dass sie noch andere Vortheile habe (vgl. Ann. de physique et de chimie, avril 1823, p. 429). Diese Behauptungen sind nicht bestätigt worden. Nichtsdestoweniger ist die Maschine von Hrn. *Perkins* eine werthvolle Erfindung, da sie die Möglichkeit gezeigt hat, den Dampf unter weit grösseren Drucken zu verwenden, als man es bis dahin [100] gethan hatte, und weil sie unter geschickten Abänderungen zu thatsächlich nützlichen Ergebnissen führen kann.

*Watt*, dem man fast alle grossen Verbesserungen der Dampfmaschine verdankt, und der die Maschinen zu einem solchen Grade der Vollendung gebracht hat, dass es heutzutage schwer hält, sie zu übertreffen, *Watt* ist auch der erste, welcher den Dampf unter fortwährend abnehmendem Druck benutzt hat. In vielen Fällen hat er den Eintritt des Dampfes in den Cylinder bei der Hälfte, dem Drittel, dem Viertel der Bewegung des Kolbens unterbrochen, und diese vollendete sich dann unter einem schwächeren und schwächeren Druck. Die ersten nach diesem Princip arbeitenden Maschinen datiren vom Jahre 1778. *Watt* war schon 1769 auf diese Idee gelangt und hatte 1782 ein Patent auf die Sache genommen.

Nachstehend ist eine Tabelle mitgetheilt, welche dem Patent von *Watt* angefügt ist. Er hat vorausgesetzt, dass der Dampf während

[99] Um gewissermaassen a posteriori [100] den Vortheil der Maschinen mit hohem Druck nachzuweisen, denken wir uns den Dampf unter Atmosphärendruck gebildet und in den cylindrischen Raum  $abcd$  (Fig. 5) unter den Kolben  $cd$  gebracht, welcher zuerst den Boden  $ab$  berührt hat: nachdem der Dampf den Kolben von  $ab$  nach  $cd$  bewegt hat, setzt er weiterhin seine Wirkungen in irgend einer Weise fort, mit der wir uns nicht weiter beschäftigen.

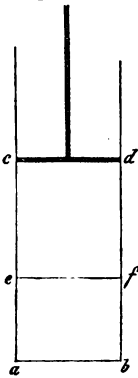


Fig. 5.

Wir denken uns, dass wir den nach  $cd$  gelangten Kolben zwingen, nach  $ef$  zu gehen, ohne dass wir dem Dampf gestatten, zu entweichen, noch einen Theil [101] seines Wärmestoffes zu verlieren. Er wird in [102] den Raum  $abef$  gepresst, und nimmt sowohl an Dichte, wie an elastischer Kraft und Temperatur zu.

[103] Wäre der Dampf, statt sich unter Atmosphärendruck zu bilden, in dem Zustand entstanden, in welchem er sich in

des ersten Viertels der Bewegung des Kolbens in den Cylinder eingeführt wird, und hat, [101] indem er die Bewegung in zwanzig Theile zerlegt hat, den mittleren Druck berechnet.

Antheil des Abstieges vom oberen Ende des Cylinders		Abnehmender Druck des Dampfes, der Anfangsdruck = 1 gesetzt	
	0.05	$\left. \begin{array}{l} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{array} \right\}$ Ganzer Druck	
	0.10		
	0.15		
	0.20		
Viertel	0.25		
	0.30	0.830	
	0.35	0.714	
	0.40	0.625	
	0.45	0.555	
Hälfte	0.50	0.500	Hälfte des Anfangsdruckes
	0.55	0.454	
	0.60	0.417	
	0.65	0.385	
	0.70	0.375	
	0.75	0.353	Drittel
	0.80	0.312	
	0.85	0.294	
	0.90	0.277	
	0.95	0.262	
Boden des Cyl.	100)	0.250	Viertel
Mittlerer Druck	$\frac{11.583}{20} = 0.579$	Summa	$\frac{11.583}{20}$ 19).

*abef* zusammengedrückt befindet und hätte er, nachdem er durch seinen Eintritt in den Cylinder den Kolben von *ab* nach *ef* geschoben hatte, ihn durch seine bloße Expansion noch von dem Volum *ef* nach *cd* bewegt, und die bewegende Kraft wäre bedeutender gewesen, als im ersten Falle. Denn die Bewegung des Kolbens hätte, obwohl durch den gleichen Raum, doch unter der Wirkung eines grösseren, wenn auch veränderlichen und stetig abnehmenden Druckes stattgefunden.

Der Dampf hätte aber zu seiner Bildung fast nur die gleiche Menge Wärmestoff nöthig gehabt, nur wäre dieser Wärmestoff bei einer höheren Temperatur aufgenommen worden.

Nach Betrachtungen dieser Art sind die Maschinen mit zwei Cylindern gebaut worden, die von Hrn. *Hornblower* erfunden und von Hrn. *Woolf* verbessert worden sind, und die bezüglich der Ersparniss an Brennmaterial die vortheilhaftesten zu sein scheinen. Sie bestehen aus einem kleinen Cylinder, welcher sich bei jedem Kolbenschlage mehr oder weniger (häufig vollständig) mit Dampf füllt, und einem zweiten Cylinder, welchem

---

Hierzu bemerkt er, dass der mittlere Druck mehr als die Hälfte des ursprünglichen Druckes ist, und dass daher durch Anwendung einer Dampfmenge gleich einem Viertel eine Wirkung erzielt wird, welche mehr als die Hälfte beträgt.

*Watt* hat hierbei angenommen, dass der Dampf bei seiner Ausdehnung das Gesetz von *Mariotte* befolge; dies kann nicht als richtig angesehen werden, da einerseits das elastische Fluidum bei seiner Ausdehnung eine Temperaturerniedrigung erfährt, andererseits nichts beweist, dass sich nicht ein Theil dieses Fluidums durch die Expansion condensirt. Ebenso hätte *Watt* auf die zum Austreiben des Dampfes erforderliche Kraft Rücksicht nehmen müssen, da dieser nach der Condensation in um so grösserer Menge nachbleibt, je weiter die Expansion getrieben worden war. Der Doctor *Robinson* hatte der Arbeit von *Watt* eine einfache Formel, die Wirkung der Expansion auf den Dampf zu berechnen, hinzugefügt, doch krankt diese gleichfalls an den oben erwähnten Fehlern. Doch ist sie immerhin den Maschinenbauern nützlich, da sie ihnen eine für die Praxis einigermaassen zureichende Annäherung giebt. Wir haben es für nützlich gehalten, an diese Thatsachen zu erinnern, weil sie, namentlich in Frankreich, wenig bekannt sind. Man construirt hier Maschinen nach den Modellen der Erfinder, kümmert sich aber sehr wenig um die Motive, welche diese von vornherein geleitet haben. Das Vergessen dieser Motive führt oft zu groben Fehlern. Ursprünglich gut erdachte Maschinen sind unter den Händen ungeschickter Maschinenbauer verdorben worden, welche an ihnen Verbesserungen von geringer Bedeutung anbringen wollten, und dabei die wesentlichsten Rücksichten vernachlässigt haben, die sie nicht zu beurtheilen wussten.

man gewöhnlich den vierfachen Inhalt des ersten giebt, und welcher nur [104] solchen Dampf empfängt, welcher bereits im ersten Cylinder gewirkt hat. Somit hat der Dampf am Schluss seiner Wirkung mindestens das vierfache Volum. Aus dem zweiten Cylinder tritt er unmittelbar in den Condensator, doch begreift man, dass er in einen dritten Cylinder geführt werden könnte, welcher viermal so gross ist, wie der zweite, und in welchem sein Volum auf das 16fache steigen würde. Das wesentlichste Hinderniss, welches sich der Anwendung eines derartigen dritten Cylinders entgegenstellt, sind der grosse Rauminhalt, welchen man ihm geben müsste, und die grossen Dimensionen, welche die Dampföffnungen haben müssten\*). Wir [105] sagen nichts mehr über diesen Gegenstand, da unsere Aufgabe nicht ist, auf die Einzelheiten der Construction von Wärmemaschinen einzugehen: diese Einzelheiten würden ein eigenes Werk beanspruchen, welches sie besonders behandelt; ein solches existirt noch nicht, wenigstens in Frankreich\*\*).

---

\*) Der Vortheil zweier Cylinder an Stelle eines einzigen ist leicht einzusehen. In einem einzigen Cylinder wäre der Impuls des Kolbens vom Anfang bis zum Endeseines Laufes ausserordentlich verschieden. Sämmtliche Theile, die die Bewegung zu übertragen haben, müssten von genügender Widerstandsfähigkeit sein, um den ersten Impuls zu ertragen, und sehr gut mit einander verbunden, um plötzliche Bewegungen, durch die sie sehr leiden würden, zu vermeiden. Namentlich würde sich auf den Balancier, die Träger, den Lenker, die Krummzapfen, die ersten Zahnräder, die Ungleichförmigkeit des Antriebes geltend machen und die schädlichsten Wirkungen erzeugen. Ausserdem müsste der Dampfzylinder gleichzeitig stark genug sein, um den höchsten Druck zu ertragen, und geräumig genug, um [105] den Dampf nach seiner Volumvermehrung zu enthalten, während es bei der Anwendung von zwei aufeinander folgenden Cylindern genügt, den ersten hinreichend stark bei mässigem Inhalt zu machen, was eine leichte Sache ist, und den zweiten geräumig bei mässiger Stärke.

Die Zweicylindermaschinen sind, obwohl auf recht gute Principien begründet, doch häufig weit davon entfernt, die vortheilhaften Resultate zu ergeben, die man von ihnen erwarten müsste; es rührt dies hauptsächlich daher, dass die Abmessungen verschiedener Theile der Maschine schwierig zu regeln sind, und sich selten im richtigen gegenseitigen Verhältniss befinden. Es fehlt an guten Modellen zur Construction der Zweicylindermaschinen, während man vorzügliche zur Construction der Maschinen *Watt'schen* Systems besitzt. Daher rührt die Verschiedenheit, welche man an den Wirkungen der einen, und die fast vollkommene Gleichheit, welche man an den Wirkungen der anderen findet.

\*\*) In dem Werke von Hrn. *Héron de Villefosse*, betitelt *de la Richesse minérale* 3. Vol., p. 50 u. ff. findet sich eine gute Beschreibung

[106] Ist die Ausdehnung des Dampfes hauptsächlich durch die Dimensionen der Gefässe eingeschränkt, in denen er sich ausdehnen soll, so ist der Grad der Dichte, in welchem man ihn zu Anfang anwenden kann, nur durch den Widerstand der Gefässe, in denen er erzeugt wird, d. h. der Kessel begrenzt. Nach dieser Richtung hat man noch bei Weitem nicht das beste erreicht, die Anordnung der gewöhnlich benutzten Kessel ist ganz verwerflich, und obwohl der Dampf in ihnen selten über 4 bis 6 Atmosphären Druck gebracht wird, platzen sie häufig und haben zu schweren Unfällen Ursache gegeben. Es wäre unzweifelhaft sehr möglich, solche Unfälle zu vermeiden, und trotzdem den Dampf auf weit höhere Spannung zu bringen, als man es gewöhnlich thut.

Ausser den Hochdruckmaschinen mit zwei Cylindern, von denen eben die Rede war, existiren noch Hochdruckmaschinen mit einem einzigen Cylinder. Die meisten der letzteren Art sind von zwei geschickten englischen Ingenieuren, Hr. *Trevetick* und *Vivian* gebaut worden. Sie nehmen den Dampf unter sehr hohem Druck, zuweilen 8 bis 10 Atmosphären, auf, sind aber ohne Condensator. Nach dem Eintreten in den Cylinder erfährt der Dampf eine gewisse Expansion, behält aber stets einen Druck bei, welcher den der Atmosphäre [107] übertrifft. Hat er seinen Dienst gethan, so wird er in die Atmosphäre getrieben. Es ist offenbar, dass diese Wirkungsart, was die hervorgebrachte bewegende Kraft anlangt, vollkommen gleichwerthig ist mit einer Condensation des Dampfes bei 100°, und dass man einen Theil der nutzbaren Wirkung verliert; aber die so arbeitenden Maschinen ersparen den Condensator und die Luftpumpe. Sie sind weniger kostspielig, als die anderen, weniger complicirt, nehmen weniger Raum in Anspruch und können an Orten angewendet werden, wo man nicht über einen zur Condensation hinreichenden Strom kalten Wassers verfügt. In dieser Beziehung haben sie einen unschätzbaren Vorzug, da man sie durch andere nicht ersetzen kann. Diese Maschinen werden hauptsächlich in England gebraucht, um die zur Beförderung der Steinkohle dienenden Wagen auf den dazu eingerichteten Schienenwegen in

---

der gegenwärtig zur Ausbeutung der Minen gebräuchlichen Dampfmaschinen. In England sind die Dampfmaschinen auf eine recht vollständige Weise in der Encyclopaedia britannica behandelt. Einige der von uns benutzten Angaben sind dem letzteren Werke entnommen.



Bewegung zu setzen, und zwar ebensowohl im Innern der Minen, wie unter freiem Himmel<sup>20</sup>).

Es bleibt uns übrig, noch einige Betrachtungen über die Anwendung der permanenten Gase und anderer Dämpfe ausser dem Wasserdampf zur Entwicklung der bewegenden Kraft des Feuers anzustellen.

Man hat zu wiederholten Malen versucht, die Wärme zur Erzeugung bewegender Kraft auf atmosphärische Luft einwirken zu lassen. Im Verhältniss zum Wasserdampf gewährt dieses Gas [108] Vor- und Nachtheile, welche wir untersuchen wollen.

1. Sie bietet, verglichen mit dem Wasserdampf, einen erheblichen Vortheil darin, dass es bei gleichem Volum eine viel kleinere Wärmecapacität hat, und sich deshalb durch eine gleiche Volumvergrösserung stärker abkühlt. (Diese Thatsache ist durch das Obengesagte nachgewiesen.) Nun ist aber gezeigt worden, von welcher Wichtigkeit es ist, durch Volumänderungen die grösstmöglichen Temperaturänderungen herbeizuführen.

2. Der Wasserdampf kann nur mit Hülfe eines Kessels gebildet werden, während die atmosphärische Luft unmittelbar, durch eine in ihr vorgenommene Verbrennung erhitzt werden kann. Man würde auf diese Weise einen erheblichen Verlust vermeiden, nicht nur in der Menge der Wärme, als vielmehr in ihrer Temperatur. Dieser Vortheil gehört ausschliesslich der atmosphärischen Luft an, die anderen Gase gewähren ihn nicht, und wären sogar schwieriger zu erhitzen, als der Wasserdampf.

3. Um der Luft eine grosse Volumvergrösserung zu ertheilen und durch diese Ausdehnung eine grosse Temperaturänderung hervorzubringen, wäre es nöthig, sie zunächst unter starkem Druck anzuwenden; man müsste sie [109] also vor dem Erhitzen durch eine Luftpumpe oder ein anderes Mittel zusammendrücken. Diese Operation würde einen besonderen Apparat bedingen, welcher bei den Dampfmaschinen nicht vorhanden ist. Hier ist das Wasser flüssig, wenn man es in den Kessel treten lässt, und erfordert, um eingeführt zu werden, nur eine Speisepumpe von kleinen Abmessungen.

4. Die Abkühlung des Dampfes durch die Berührung mit dem Refrigerator erfolgt sehr viel schneller und leichter, als dies mit der Luft der Fall sein könnte. Zwar hätte man den Ausweg, sie in die Atmosphäre zu entlassen, was noch den anderen Vortheil hätte, dass man den Refrigerator entbehren könnte, über

den man nicht überall verfügt, doch ist dazu erforderlich, dass die Ausdehnung der Luft nicht bis zu einem Druck unterhalb des der Atmosphäre gelangt.

5. Einer der schlimmsten Nachtheile des Dampfes ist, dass er nicht bei hohen Temperaturen angewendet werden kann, ohne die Anwendung von Gefässen von ungewöhnlicher Stärke nothwendig zu machen. Für die Luft gilt nicht das Gleiche, da hier keine nothwendige Beziehung zwischen der elastischen Kraft und der Temperatur besteht. Die Luft erscheint demnach geeigneter als der Dampf, um die bewegende Kraft des Falles des Wärmestoffes bei [110] höheren Temperaturgraden zu gewinnen; bei niederen Graden ist vielleicht der Wasserdampf bequemer. Man kann sich sogar die Möglichkeit denken, dieselbe Wärme folgeweise auf Luft und auf Wasserdampf wirken zu lassen. Es würde genügen, der Luft nach ihrem Gebrauch noch eine hohe Temperatur zu lassen, und sie, statt sie in die Atmosphäre auszustossen, um einen Dampfkessel zu führen, wie wenn sie unmittelbar aus der Feuerung käme.

Die Anwendung der atmosphärischen Luft zur Entwicklung der bewegenden Kraft des Feuers würde in der Praxis sehr grosse, wenn auch vielleicht nicht unüberwindliche Schwierigkeiten bieten; gelingt es, sie zu überwinden, so würde sie zweifellos eine bemerkenswerthe Ueberlegenheit dem Wasserdampf gegenüber zeigen \*).

---

\*) Unter den Versuchen zur Entwicklung der bewegenden Kraft der Wärme mittelst atmosphärischer Luft müssen die von den Hrn. *Niepe* hervorgehoben werden, welche mittelst eines von den Erfindern *Pyrelophor* genannten Apparates vor mehreren Jahren in Frankreich angestellt worden sind. Im Wesentlichen bestand der Apparat in Folgendem: es war ein Cylinder nebst Kolben vorhanden, in welchen die atmosphärische Luft mit ihrer gewöhnlichen Dichte eintrat. Es wurde ein verbrennlicher Stoff im Zustande sehr feiner Vertheilung hineingeworfen, der einen Augenblick in der Luft schwebend blieb, dann wurde derselbe entzündet. Die Verbrennung brachte nahezu dieselbe Wirkung hervor, als wäre das elastische Fluidum ein [111] Gemenge von Luft und einem brennbaren Gase, z. B. von Luft und Kohlenwasserstoff; es fand eine Art Explosion und eine plötzliche Ausdehnung des elastischen Fluidums statt, welche man benutzte, indem man sie ganz auf den Kolben wirken liess. Dieser machte eine Bewegung von gewisser Weite, und die bewegende Kraft war so gewonnen. Nichts hindert daran, alsbald die Luft zu erneuern und eine zweite gleiche Operation auszuführen<sup>21)</sup>.

Diese, namentlich durch die Neuheit ihres Princips interessante Maschine besass einen fundamentalen Fehler. Der als Brennmaterial angewendete Stoff (es war *Lycopodiumpulver*, welches zur Erzeugung

[111] Was die anderen permanenten Gase anlangt, so müssen [112] sie unbedingt verworfen werden; sie haben alle Nachtheile der atmosphärischen Luft, ohne einen ihrer Vortheile zu besitzen.

Das Gleiche kann man von den anderen Dämpfen als dem Wasserdampf im Verhältniss zu diesem sagen.

Fände sich eine Flüssigkeit in reichlicher Menge, welche höhere Temperatur als das Wasser verdampft, deren Dampf bei gleichem Volum eine geringere specifische Wärme hat, welche die zur Herstellung der Maschinen verwendeten Metalle nicht angreift, so würde sie unzweifelhaft den Vorzug verdienen; aber die Natur bietet uns keinen solchen Stoff.

Man hat zuweilen den Alkoholdampf vorgeschlagen, und hat sogar Maschinen construiert, deren Zweck war, diese Anwendung möglich zu machen, indem sie die Vermischung der Dämpfe mit dem [113] Condensationswasser vermieden, d. h. indem man den kalten Körper aussen anbrachte, statt ihn in die Maschine einzuführen. Man glaubte an dem Alkoholdampf einen bemerkenswerthen Vortheil darin zu finden, dass er eine stärkere Spannkraft

von Flammen auf unseren Theatern benutzt wird) war zu theuer, so dass jeder Vortheil hierdurch verschwand, und leider war es schwierig, ein wohlfeiles Brennmaterial zu benutzen, weil man einen sehr fein gepulverten Körper brauchte, dessen Entzündung schnell erfolgt, und der keine Asche oder nur wenige hinterlässt.

Statt in der Weise wie die Herren *Nièpce* vorzugehen, hätte es uns vorthellhafter geschienen, die Luft durch Pumpen vorläufig zu verdichten, sie durch eine vollkommen geschlossene Feuerung zu senden, in welche das Brennmaterial durch eine leicht zu ersinnende Vorrichtung in kleinen Antheilen eingeführt wird, sie ihre Wirkung in einem Cylinder mit Kolben oder einem beliebigen anderen ausdehnbaren Raum ausüben zu lassen, sie alsdann in die Atmosphäre zu treiben, oder sie unter einen Dampfkessel treten zu lassen, um ihre nachgebliebene Wärme auszunutzen.

Die Hauptschwierigkeiten, denen man bei dieser Art des Verfahrens begegnet wäre, [112] hätte darin bestanden, die Feuerung in eine hinlänglich feste Hülle einzuschliessen, trotzdem die Verbrennung in passender Weise zu unterhalten, die verschiedenen Theile des Apparates bei mässiger Temperatur zu erhalten und das Verderben des Cylinders und Kolbens zu verhindern; wir halten diese Schwierigkeiten nicht für unüberwindlich.

In jüngster Zeit soll man in England glückliche Versuche über die Entwicklung der bewegenden Kraft durch die Wirkung der Wärme auf atmosphärische Luft gemacht haben. Es ist uns völlig unbekannt, worin diese Versuche bestehen, wenn sie überhaupt wirklich stattgefunden haben.

hat, als der Wasserdampf bei gleicher Temperatur. Wir können darin nur ein neues Hinderniss sehen.

Der Hauptfehler des Wasserdampfes ist seine allzugrosse Spannkraft bei höherer Temperatur; dieser Fehler besteht beim Alkoholdampf in viel höherem Maasse. Was den Vortheil bezüglich eines grösseren Gewinnes von bewegender Kraft anlangt, den man hierbei zu finden glaubte, so wissen wir nach den oben dargelegten Grundsätzen, dass er imaginär ist.

Nur auf den Gebrauch des Wasserdampfes und der atmosphärischen Luft haben sich also die künftigen Versuche zu richten, die Wärmemaschinen zu verbessern; mittelst dieser Agentien den grösstmöglichen Fall des Wärmestoffes zu verwerthen, muss der Gegenstand aller Bemühungen sein.

Wir schliessen, indem wir bemerken, wie weit man davon entfernt ist, mittelst der bis jetzt bekannten Mittel alle bewegende Kraft der Brennmaterien zu gewinnen.

Ein Kilogramm Kohle liefert beim Verbrennen im [114] Calorimeter eine Wärmemenge, welche im Stande ist, um einen Grad C. etwa 7000 kg Wasser zu erwärmen, d. h. es liefert 7000 Wärmeeinheiten nach der S. 47 gegebenen Definition.

Der grösste anwendbare Fall des Wärmestoffes wird durch den Unterschied der Temperatur der Verbrennung und der der zur Abkühlung verwendeten Körper gegeben. Es ist schwierig, für die Temperatur der Verbrennung eine andere Grenze zu finden, als die, bei welcher die Verbindung zwischen dem Sauerstoff und dem Brennmaterial noch stattfinden kann. Nehmen wir nun an, dass diese Grenze  $1000^{\circ}$  sei, so halten wir uns sicherlich unterhalb der Wahrheit. Die Temperatur des Kühlers nehmen wir gleich  $0^{\circ}$ .

Wir haben S. 49 annähernd die Menge der bewegenden Kraft berechnet, welche 1000 Wärmeeinheiten zwischen den Graden  $100^{\circ}$  und  $99^{\circ}$  entwickeln; wir fanden sie gleich 1.12 Krafteinheiten, deren jede gleich einem Kubikmeter Wasser, auf ein Meter Höhe erhoben, ist.

Wäre die bewegende Kraft der Fallhöhe des Wärmestoffes proportional, wäre sie für jeden Thermometergrad die gleiche, so wäre nichts leichter, als sie zwischen  $1000^{\circ}$  und  $0^{\circ}$  auszuwerthen; sie hätte den Werth

$$1.12 \times 1000 = 1120.$$

[115] Da aber dies Gesetz nur angenähert ist, und sich bei höheren Temperaturen möglicherweise sehr von der Wahrheit

entfernt, so können wir nur eine ganz grobe Annäherung machen: wir nehmen die Zahl 1120 als auf die Hälfte, auf 560 reducirt an.

Da ein Kilogramm Kohle 7000 Wärmeeinheiten hervorbringt, und die Zahl 560 sich auf 1000 Einheiten bezieht, so muss man sie mit 7 multipliciren, wodurch sich ergibt

$$7 \times 560 = 3920.$$

Dies ist die bewegende Kraft von einem Kilogramm Kohle.

Um dies theoretische Ergebniss mit den Ergebnissen der Erfahrung zu vergleichen, wollen wir untersuchen, wieviel bewegende Kraft ein Kilogramm Kohle thatsächlich in den besten der bekannten Wärmemaschinen entwickelt.

Die Maschinen, welche bisher die vortheilhaftesten Resultate gegeben haben, sind die grossen Zweicylindermaschinen, welche zur Wasserhaltung in den Zinn- und Kupferminen in Cornwall verwendet werden. Die besten Ergebnisse, welche sie überhaupt geliefert haben, sind folgende:

56 Millionen Pfund Wasser wurden um einen Fuss englisch pro Scheffel verbrannter Kohle gehoben (ein Scheffel wiegt 88 Pfund). Diese Wirkung ist gleichwerthig der Erhebung von 195 cbm [116] Wasser auf ein Meter Höhe, somit der Production von 195 Einheiten bewegender Kraft pro Kilogramm verbrannter Kohle\*).

\*) Das Ergebniss, welches wir hier anführen, wurde von einer Maschine geliefert, deren grosser Cylinder 45 Zoll Durchmesser und 7 Fuss Kolbenhub hat; sie wird zur Wasserhebung in einer Wheal Abraham genannten Mine in Cornwall gebraucht. Dieses Ergebniss muss einigermaassen als eine Ausnahme angesehen werden, weil es nur vorübergehend war, und nur einen Monat lang erhalten werden konnte. Die Hebung von 30 Millionen Pfund um einen Fuss englisch pro Scheffel Kohle von 88 Pfund wird als ein vorzügliches Ergebniss der Dampfmaschinen angesehen; es wird zuweilen von den Maschinen nach dem *Watt'schen* System erreicht, aber nur sehr selten übertroffen. Die letzte Leistung kommt in französischem Maass auf 104 000 kg auf ein Meter gehoben pro Kilogramm verbrannter Kohle heraus.

Nach dem, was man gewöhnlich unter Pferdekraft bei der Bestimmung der Leistung von Dampfmaschinen versteht, muss eine zehnpferdige Maschine pro Secunde  $10 \times 75$  kg oder 750 kg auf ein Meter heben, oder in der Stunde  $750 \times 3600 = 2\,700\,000$  kg auf ein Meter. Setzen wir voraus, dass jedes Kilogramm Kohle 104 000 kg auf diese Höhe hebt, so muss man, um die von unserer zehnpferdigen Maschine in der Stunde verbrauchte Kohle zu ermitteln, 2 700 000 durch 104 000

[117] Nun sind 195 Einheiten nur ein Zwanzigstel von 3920, dem theoretischen Maximum; es ist somit nur  $\frac{1}{20}$  von der bewegenden Kraft des Brennmaterials ausgenutzt.

Wir haben indessen unser Beispiel unter den besten der bekannten Dampfmaschinen gewählt.

Die Mehrzahl der anderen stehen sehr hinter diesen zurück. Die alte Maschine von *Chaillet* hebt beispielsweise 20 cbm Wasser auf 33 m Höhe mit 30 kg verbrannter Kohle, was auf 22 Einheiten bewegender Kraft pro Kilogramm herauskommt; das Ergebniss ist 9 mal geringer, als das obige, und 180 mal geringer, als das theoretische.

Man darf nicht hoffen, in der Praxis jemals alle bewegende Kraft der Brennmaterialien auszunutzen. Die Versuche, welche man zur Annäherung an dieses Resultat anstellen wollte, wären selbst eher schädlich als nützlich, weil sie andere wichtige Rücksichten vergessen liessen. Die Ersparniss an Brennmaterial ist von den Bedingungen, die bei den Wärmemaschinen zu erfüllen sind, nur eine einzige; unter vielen Umständen ist sie nur eine secundäre und muss der Sicherheit, Festigkeit, Dauer der Maschine, der Einschränkung des Raumes, den sie beansprucht, der Wohlfeilheit ihrer Herstellung etc. gegenüber zurückstehen.

[118] In jedem Falle die Rücksichten der Bequemlichkeit und der Ersparniss, welche sich ergeben, nach ihrem richtigen Werthe zu beurtheilen, die wichtigeren derselben von den nur gelegentlichen zu unterscheiden, sie gegeneinander angemessen auszugleichen, um mit den leichtesten Hilfsmitteln zu dem besten Ergebniss zu gelangen, dies muss die wesentliche Gabe des Mannes sein, welcher berufen ist, die Arbeiten seiner Nächsten zu leiten, zusammenzufassen und sie zu einem nützlichen Zweck irgend welcher Art zusammen wirken zu lassen.

---

dividiren, was  $\frac{2700}{104} = 26$  kg giebt. Nun ist es eine grosse Seltenheit, eine zehnpferdige Maschine weniger als 26 kg Kohle in der Stunde verbrauchen zu sehen.

---

## Anmerkungen.

Die Abhandlung *Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance* par **S. Carnot**, Ancien élève de l'école polytechnique. À Paris, chez Bachelier, libraire, Quai des Augustins, No. 55, 1824. 118 S. u. 1 Tafel, welche hier zum ersten Male in deutscher Uebersetzung herausgegeben wird, gehört zu denen, deren Wirkung auf die Wissenschaft erst längere Zeit nach ihrer Veröffentlichung begonnen hat.

Der Verfasser, *Nicolas-Léonard-Sadi Carnot* ist am 1. Juni 1796 in Paris geboren, trat im Jahre 1812 in die Ecole polytechnique ein, die er Ende 1814 verliess, um als Unterlieutenant in den praktischen Dienst überzugehen. Im Jahre 1819 liess er sich zur Disposition stellen und machte 1821 eine Reise nach Deutschland. Zurückgekehrt, setzte er seine privaten Studien fort und veröffentlichte 1824 die *Réflexions etc.*, welche die einzige Arbeit blieb, welche er in abgerundeter Form zusammengefasst und der Welt mitgetheilt hat. Ende 1826 trat er wieder in den activen Dienst, den er aber bald, 1828, wieder verliess, um seine Studien fortzusetzen. Gegen Ende des Junimonates 1832 erkrankte er, erlitt nach theilweiser Wiederherstellung einen Rückfall, zu welchem ein Anfall der Cholera trat, der seinem Leben am 24. August 1832 ein Ziel setzte.

Die Abhandlung *Sadi Carnot's*, welche, in wenigen Exemplaren gedruckt, nur geringe Verbreitung gefunden hatte, wurde 1872 in den *Annales scientifiques de l'Ecole Normale supérieure* (II. Sér. t. I, 1872) wieder abgedruckt. Eine besondere Neuausgabe derselben ist 1878 in Paris bei Gauthier-Villars erschienen. Derselben sind biographische Nachrichten über den Verfasser von dessen Bruder *H. Carnot* beigegeben, welchen die oben angegebenen Daten entnommen sind. Ferner enthält diese Ausgabe das Bildniss des Verfassers sowie den Abdruck einer Anzahl Notizen aus dem handschriftlichen Nachlass, aus welchem hervorgeht, dass *Sadi Carnot*, welcher in seiner Schrift noch von der Annahme der materiellen Natur der Wärme ausgegangen war, sich auf dem besten Wege dazu befand, die gegenseitige Umwandelbarkeit der Wärme und Arbeit zu entdecken und wissenschaftlich klar zu stellen. Ihn auf Grund dieser Notizen zum eigentlichen Entdecker des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik zu machen, wie es geschehen ist, dürfte sich



- Nr. 23. **W. Hittorf**, **3 9015 06438 4582** onen während der Elektrolyse. (1868.) Herausg. von W. Ostwald. (142 S.) *M* 1.50.
- » 24. **Galileo Galilei**, Unterredungen u. mathematische Demonstrationen über zwei neue Wissenszweige etc. (1638.) 3. u. 4. Tag mit 90 Fig. im Text. Aus dem Italien. u. Latein. übers. u. herausg. von A. von Oettingen. (141 S.) *M* 2.—.
- » 25. ——— (1638.) Anhang zum 3. u. 4. Tag, 5. u. 6. Tag, mit 23 Fig. im Text. Aus dem Italien. u. Latein. übers. u. herausg. von A. von Oettingen. Mit Inhaltsverzeichniss zum 3.—6. Tag. (66 S.) *M* 1.20.
- » 26. **Justus Liebig**, Abhandlung über die Constitution der organischen Säuren. (1838.) Herausg. von Herm. Kopp. (86 S.) *M* 1.40.
- » 27. **Robert Bunsen**, Untersuchungen über die Kakodyreihe. (1837—1843.) Herausg. von A. v. Bae yer. Mit 3 Fig. im Text. (148 S.) *M* 1.80.
- » 28. **L. Pasteur**, Über d. Asymmetrie bei natürlich vorkommenden organischen Verbindungen. (1860.) Übers. u. herausg. von M. u. A. Ladenburg. (36 S.) *M* —.60.
- » 29. **Ludwig Wilhelmly**, Üb. d. Gesetz, nach welchem die Einwirkung der Säuren auf den Rohrzucker stattfindet. (1850.) Herausg. von W. Ostwald. (47 S.) *M* —.80.
- » 30. **S. Cannizzaro**, Abriss e. Lehrganges der theoret. Chemie, vorgetr. an d. k. Universität Genua. (1858.) Übersetzt von Dr. Arthur Miotlathaus Mantua. Herausg. von Lothar Meyer. (61 S.) *M* 1.—.
- » 34. **R. Bunsen u. H. E. Roscoe**, Photochemische Untersuchungen. (1856—1859.) Erste Hälfte. Herausgeg. von W. Ostwald. Mit 13 Fig. im Text. (96 S.) *M* 1.50.
- » 36. **F. Neumann**, Üb. e. allg. Princip d. mathemat. Theorie induc' elektr. Ströme. (1847.) Herausg. von C. Neumann. Mit 4 Fig. im Text. (96 S.) *M* 1.50.
- » 37. **S. Carnot**, Betrachtungen üb. die bewegende Kraft des Dampfes. (1824.) Übersetzt u. herausg. von W. Ostwald. (72 S.) *M* 1.20.
- In Vorbereitung befinden sich:
- » 31. **Lambert's Photometrie**. (Photometria sive de luminis, colorum et umbrae). (1760.) Der Verf. E. Anding. Erstes Heft: Theil I. im Text. (135 S.) (Erscheint demnächst)
- » 32. ——— Zweites Heft: Theil II. 32 Figuren im Text. (112 S.) (Erscheint demnächst)
- » 33. ——— Drittes Heft: Theil III. 32 Figuren im Text. (112 S.) (Erscheint demnächst)
- » 35. **Jacob Berzelius**, Versuche über die Verwandtschaften der Elemente. (1828.) Herausg. von W. Ostwald. (Erscheint demnächst)
- Bunsen u. Roscoe**, Photochemische Untersuchungen. Herausg. von W. Ostwald. (Erscheint demnächst)
- Kepler**, Ausgewählte Werke. Herausg. von W. Ostwald. (Erscheint demnächst)
- Lavoisier u. Laplace**, Über die Wärmeentwicklung bei der Verbrennung. Herausg. von W. Ostwald. (Erscheint demnächst)
- Maxwell**, Abhandlung über die Theorie der Wärme. Herausg. von W. Ostwald. (Erscheint demnächst)
- Mitscherlich**, Über die Dichte der festen Körper. Herausg. von W. Ostwald. (Erscheint demnächst)
- Pasteur**, Über die Asymmetrie bei natürlich vorkommenden organischen Verbindungen. Übers. u. herausg. von M. u. A. Ladenburg. (Erscheint demnächst)
- Severini**, Über die Einwirkung der Säuren auf den Rohrzucker. Herausg. von W. Ostwald. (Erscheint demnächst)
- en, Prüfung  
eler (Leipzig).  
von J. Volhard.